SÉRIE, N° 777
N° D'ORDRE :
1560.

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

M. René FORTRAT.

1re THÈSE. — RECHERCHES DE MAGNÉTO-OPTIQUE.
2e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 11 Juin 1914, devant la Commission d'Examen

MM. BOUTY, *Président.*
PERRIN, COTTON, *Examinateurs.*

PARIS,
GAUTHIER-VILLARS ET Cie, ÉDITEURS,
LIBRAIRES DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE,
Quai des Grands-Augustins, 55

1914

SÉRIE, N° 777
N° D'ORDRE :
1560.

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

M. René FORTRAT.

1re **THÈSE.** — RECHERCHES DE MAGNÉTO-OPTIQUE.

2e **THÈSE.** — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le Juin 1914, devant la Commission d'Examen.

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

MM. BOUTY, *Président.*
PERRIN, COTTON, } *Examinateurs.*

PARIS,
GAUTHIER-VILLARS ET Cie, ÉDITEURS,
LIBRAIRES DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE,
Quai des Grands-Augustins, 55.

1914

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS.

	MM.	
Doyen	P. APPELL, Professeur	Mécan. analytique et Mécan. céleste.
Doyen honoraire	G. DARBOUX	Géométrie supérieure.
Professeurs honoraires.	CH. WOLF.	
	J. RIBAN.	
Professeurs	LIPPMANN	Physique.
	BOUTY	Physique.
	BOUSSINESQ	Physique mathématique et Calcul des probabilités.
	PICARD	Analyse supérieure et Algèbre sup.
	Y. DELAGE	Zoologie, Anatomie, Physiol. compar.
	Gaston BONNIER	Botanique.
	DASTRE	Physiologie.
	KŒNIGS	Mécanique phys. et expérimentale.
	VÉLAIN	Géographie physique.
	GOURSAT	Calcul différentiel et Calcul intégral.
	HALLER	Chimie organique.
	JOANNIS	Chimie (Enseignement P. C. N.).
	JANET	Physique (Enseignement P. C. N.).
	WALLERANT	Minéralogie.
	ANDOYER	Astronomie.
	PAINLEVÉ	Mécanique rationnelle.
	HAUG	Géologie.
	HOUSSAY	Zoologie.
	H. LE CHATELIER	Chimie.
	Gabriel BERTRAND	Chimie biologique.
	Mme P. CURIE	Physique générale.
	CAULLERY	Zool. (Évolution des êtres organisés).
	C. CHABRIÉ	Chimie appliquée.
	G. URBAIN	Chimie.
	Émile BOREL	Théorie des fonctions.
	MARCHIS	Aviation.
	Jean PERRIN	Chimie physique.
	G. PRUVOT	Zoologie, Anatomie, Physiol. comp.
	MATRUCHOT	Botanique.
	H. ABRAHAM	Physique.
	CARTAN	Calcul différentiel et Calcul intégral.
	Cl. GUICHARD	Mathématiques générales.
	MOLLIARD	Physiologie végétale.
	N	Applicat. de l'Analyse à la Géométrie.
	N	Histologie.
Professeurs adjoints	PUISEUX	Mécanique et Astronomie.
	LEDUC	Physique.
	MICHEL	Minéralogie.
	HEROUARD	Zoologie.
	Léon BERTRAND	Géologie.
	Rémy PERRIER	Zoologie (Enseignement P. C. N.)
	COTTON	Physique.
	LESPIEAU	Chimie.
	GENTIL	Pétrographie.
	SAGNAC	Physique (Enseignement P. C. N.).
	PEREZ	Zoologie (Évolution des êtres organisés).
Secrétaire	D. TOMBECK.	

54648 Paris. — Imp. GAUTHIER-VILLARS ET Cie, quai des Grands-Augustins, 55.

A LA MÉMOIRE

DE

MON PÈRE.

A

MONSIEUR PIERRE WEISS.

Hommage de profonde reconnaissance
et de respectueuse affection.

PREMIÈRE THÈSE.

RECHERCHES DE MAGNÉTO-OPTIQUE.

INTRODUCTION.

Après que des phénomènes très variés nous eurent fait connaître l'électron comme un constituant universel de la matière, il était naturel de présumer qu'il joue un grand rôle dans l'émission de la lumière. On sait quelle belle confirmation le phénomène de Zeeman a apporté à cette idée par la découverte de la relation qui lie le triplet normal au rapport $\frac{e}{m}$ de la charge des électrons à leur masse. Mais les raies qui donnent ce triplet normal, c'est-à-dire celles qui appartiennent à des séries de raies simples, sont une infime minorité; il existe une variété considérable de phénomènes : certaines raies ne sont pas décomposées, d'autres au contraire fournissent plus de trois composantes (jusqu'à une vingtaine); il en existe même dont la décomposition par le champ magnétique écarte les composantes vibrant parallèlement au champ plus que les composantes vibrant perpendiculairement à lui.

Nous sommes donc loin de la simplicité espérée au début, et les formes complexes ou anormales du phénomène de Zeeman ouvrent le champ aux hypothèses les plus diverses. Quelles modifications de l'oscillateur

devons-nous imaginer pour les expliquer ? Devons-nous faire appel à un autre élément qui émette la lumière, ou pouvons-nous garder l'électron, en changeant seulement les forces auxquelles il est soumis de la part de points fixes ou d'autres éléments mobiles, neutres ou chargés, et capables alors d'émettre eux-mêmes de la lumière ? Nous verrons dans quelle mesure ce qui a déjà été fait apporte une réponse à cette question dans le cas simple de raies obéissant à la règle de Runge.

Sur les spectres de bandes, nos connaissances sont beaucoup moins avancées et nous ne savons rien du mécanisme de leur émission; il est seulement démontré qu'ils sont souvent produits dans des groupements d'atomes et même des molécules entières. Les facteurs dont dépend leur émission sont donc très nombreux et l'on ne doit pas s'étonner qu'ils soient si compliqués et qu'ils présentent si souvent des perturbations. Contrairement à ce qu'on a cru longtemps, ils sont loin d'être insensibles au champ magnétique ils présentent au contraire une richesse de phénomènes considérable et même déconcertante au premier abord. Au cours de ce travail j'aurai l'occasion d'utiliser des analogies curieuses bien qu'assez vagues avec les spectres de raies. Dans les séries spectrales on n'envisage que des groupements de raies par deux ou trois, mais non davantage, même dans des cas en apparence moins simples; par exemple, dans la première série secondaire de triplets, chaque groupement contient plus de trois raies, on les considère néanmoins comme des triplets, mais deux des raies principales ont des satellites. Il en est de même dans les bandes : je n'y ai jamais rencontré de groupement plus complexe qui ne se laisse ramener à un doublet ou un triplet. Ceux-ci sont modifiés par le champ magnétique et la transformation n'est pas sans analogie avec ce qui reste de la transformation des doublets ou des triplets des séries

quand on a fait abstraction de la décomposition de chaque raie.

Ces recherches ont été faites avec un spectrographe à prismes construit par M. P. Weiss sur des données nouvelles et dont j'ai achevé la mise au point. Les régions spectrales dans lesquelles j'ai travaillé m'ont été imposées par sa dispersion et sa luminosité dans ces régions, et j'ai cru nécessaire d'en donner d'abord une description assez succincte. Le plan de ce travail est alors le suivant :

La première Partie contient la description des appareils utilisés, spectrographe et électro-aimants. La deuxième Partie contient une mesure en valeur absolue de la grandeur du phénomène de Zeeman sur les raies bleues du zinc, puis l'étude des anomalies que présente la règle de Preston quand le champ magnétique devient assez considérable. Dans la troisième Partie je décris le phénomène de simplification de doublets et de triplets des bandes, j'expose une loi de répartition des raies de quelques-unes d'entre elles où l'action du champ magnétique facilite le classement, soit par des simplifications, soit par des régularisations; enfin j'étudie un cas intéressant de décomposition magnétique sur le troisième groupe de l'air.

Ces recherches ont été faites à Zurich au laboratoire de M. Pierre Weiss qui m'a aidé de toutes les manières; non seulement il a mis à ma disposition toutes les ressources de son laboratoire et de sa bibliothèque privée, mais il a bien voulu s'intéresser à mes recherches et me donner les conseils les plus précieux; je le prie de croire à ma plus vive reconnaissance. Je remercie également tous ceux qui m'ont aidé, en particulier MM. A. Cotton et F. Paschen, pour la bienveillance avec laquelle ils m'ont fait profiter de leur grande expérience.

PREMIÈRE PARTIE.

I. — Le spectrographe.

1. Le spectrographe employé dans les expériences que je me propose de décrire ici est un appareil à prismes de verre ou de quartz, construit sur les données de P. Weiss.

2. *L'appareil de quartz.* — La lumière venant d'une fente F tombe sur un prisme à réflexion totale P qui la renvoie sur une lentille convergente de quartz L; celle-ci la rend parallèle et lui fait traverser un train de prismes au minimum de déviation pour la radiation étudiée. Ce faisceau est représenté sur la figure 1; les traits pleins sont les rayons extrêmes que l'appareil utilise. Après s'être réfractés à travers tous les prismes, ces rayons sont réfléchis sur un miroir plan GG′, puis traversent de nouveau tous les prismes en sens contraire; sur la figure 1, les rayons de retour sont marqués en pointillé. Ils rencontrent de nouveau l'objectif L et viennent converger en F″ sur la plaque photographique.

Un faisceau au minimum de déviation suivrait exactement le même chemin à l'aller et au retour et viendrait converger en F′.

3. Nous laisserons provisoirement de côté la difficulté qui vient de la nature cristalline des milieux réfringents et raisonnerons d'abord comme si la lumière restait dans des milieux isotropes. Si l'on ne tient pas compte des pertes dues à la réflexion et à l'absorption, on reconnaît facilement que dans le faisceau au minimum de déviation, il y a concentration en F′ de toute la lumière qui ren-

contre le prisme A, mais une construction simple montre que tous les autres faisceaux ont perdu une partie de la

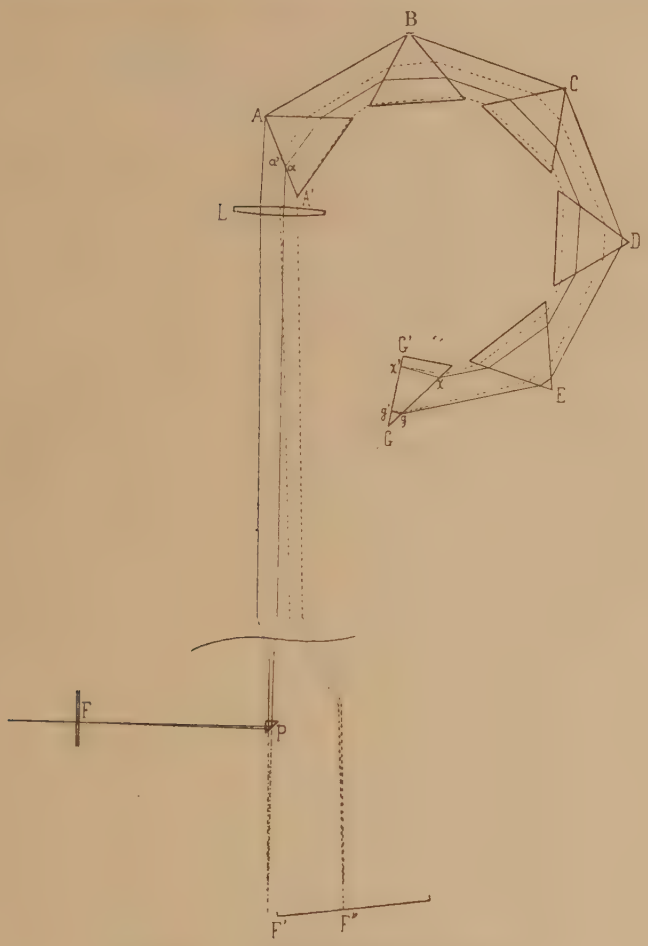


Fig. 1. — Le spectrographe de quartz.

lumière entrée dans A et leur diminution d'intensité est d'autant plus grande qu'ils sont plus éloignés du minimum de déviation. Le faisceau dessiné sur la figure 1 est

plus réfrangible, on voit qu'il n'utilise effectivement que la partie $A\alpha$ de la face d'entrée; il a donc perdu au retour la fraction $\frac{A'\alpha}{AA'}$ de la lumière qui avait rencontré AA'. Pour avoir le meilleur éclairement possible de la plaque, il faudrait mettre son milieu en F', et alors pour que le prisme P ne projette pas son ombre sur elle, on devrait l'élever un peu de façon que les rayons de retour passent au-dessous de lui. Cette solution a dû être rejetée à cause de l'imperfection des images données par la combinaison d'un prisme traversé par des rayons inclinés sur sa section principale avec une lentille utilisant un faisceau oblique à l'axe principal.

4. En effet la déviation d'un faisceau parallèle par un prisme est d'autant plus grande que les rayons le traversent dans une section plus oblique sur la section prinpale. Cet effet est considérable avec le grand nombre de prismes de mon spectrographe; si le faisceau descend seulement de 3^{cm} sur une longueur de 3^{m}, les images de la fente sont des arcs de courbe de direction moyenne très inclinée. Dans ce qui suit nous négligerons leur courbure, ce qui revient à prendre une fente très courte; les images sont alors de petites droites obliques que l'on peut redresser en inclinant convenablement la fente, mais elles ne sont fines dans aucun cas. On sait en effet qu'une lentille simple ne donne d'image stigmatique que sur son axe principal : tout faisceau d'incidence moyenne oblique sur lui s'appuie à la sortie sur les deux focales rectangulaires de Sturm, ici verticale et horizontale. Par suite, une petite droite lumineuse (la fente du spectroscope) située en dehors de l'axe principal ne donne une image fine que si cette image est parallèle à l'une des focales, c'est-à-dire ici si elle est verticale ou horizontale; or la lentille est traversée deux fois; entre ces deux passages les prismes font pour ainsi dire tourner le faisceau,

si bien que l'image de la fente est rendue mauvaise par l'une des réfractions au moins.

Pour cette raison nous mettons le prisme P sur le côté de la chambre photographique à la hauteur même du spectre photographié. La plaque photographique est mise à droite de F′ parce que la dispersion y est plus grande que de l'autre côté. Toute la lumière utilisée est plus réfrangible que celle pour laquelle les prismes sont au minimum de déviation.

5. *Taille du quartz des prismes et de la lentille.* — J'ai déjà signalé que l'anisotropie des prismes et de la lentille crée une difficulté supplémentaire à cause de l'existence de la double réfraction. Pour qu'elle n'intervînt pas, il faudrait que l'axe optique fût perpendiculaire à l'arête des prismes et parallèle à leur base, mais alors la polarisation rotatoire, due comme on sait à la différence des indices des deux vibrations circulaires inverses, produit une biréfringence donnant deux rayons polarisés circulairement. On adopte généralement la solution de Cornu : deux prismes rectangles égaux sont taillés l'un dans un quartz droit, l'autre dans un quartz gauche, les axes sont perpendiculaires dans chacun d'eux aux côtés de l'angle droit suivant lequel les prismes sont accolés. A. Cotton nous a suggéré une solution bien plus élégante : des prismes dont l'axe optique est parallèle à l'arête se comportent comme des prismes isotropes pourvu qu'on n'admette dans l'appareil que de la lumière polarisée parallèlement ou perpendiculairement à l'arête. Or, pour éviter les pertes de lumière [1], on est conduit à tailler les prismes de façon qu'ils polarisent eux-mêmes la lumière à décomposer. Leurs angles réfringents ont été choisis

---

[1] Pour des prismes de verre, cette remarque a déjà été faite par Lord Rayleigh (*Scientific Papers*, t. I, p. 453).

de façon que les radiations au minimum de déviation rencontrent les faces à peu près sous l'incidence brewstérienne; chaque réflexion n'enlève au faisceau que de la lumière polarisée dans le plan d'incidence, mais la lumière polarisée perpendiculairement à ce plan ne subit de perte que par l'absorption. La condition d'incidence ne pouvant se trouver réalisée à la fois pour toutes les radiations, on a attaché moins d'importance à donner aux angles des prismes des valeurs bien déterminées qu'à faire leurs faces bien planes. Pratiquement, avec le spectrographe que je décris, le faisceau extraordinaire était tellement affaibli que nous n'avons jamais eu besoin de le faire disparaître plus complètement en plaçant devant la fente un monochromateur ou un polariseur.

Dans certains cas comme dans l'étude du phénomène de Zeeman, la lumière incidente est déjà polarisée, une lentille de quartz perpendiculaire à l'axe la dépolariserait et les prismes n'en utiliseraient plus que la moitié. C'est pourquoi nous avons fait tailler la lentille L parallèlement à l'axe optique du quartz et cet axe cristallographique est disposé verticalement comme dans les prismes; pour projeter la source lumineuse sur la fente, nous employons également une lentille de quartz parallèle à l'axe cristallographique.

Dans tout l'appareil, l'axe optique du quartz est vertical et toutes ses parties (lentille de projection, prisme à réflexion totale, lentille-objectif, prismes) n'utilisent que la vibration ordinaire pour laquelle ils se comportent comme un milieu isotrope.

6. *Détails de construction.* — Les prismes taillés dans du quartz de grande transparence ont 60^{mm} de hauteur, la largeur des faces est 73^{mm} et la largeur de la base est de 81^{mm}. Un prisme de quartz est au minimum de déviation pour un rayon ordinaire arrivant sous l'incidence

brewstérienne quand son angle vaut, pour $\lambda = 5270$, $65^\circ 45'$; pour $\lambda = 3180$, $64^\circ 53' 20''$.

Les prismes du spectrographe ont des angles qui varient de $64^\circ 55' 15''$ à $65^\circ 2' 30''$.

La lentille L est stigmatique pour un faisceau parallèle; elle est biconvexe et ses rayons de courbure (74^{cm} et 672^{cm}) satisfont à peu près à la relation

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{4 + n - 2n^2}{n(2n + 1)}.$$

la distance focale varie avec la longueur d'onde, de 130^{cm} à 140^{cm}. On doit donc pouvoir faire varier largement la mise au point; à cet effet, la chambre photographique et la fente, liées rigidement l'une à l'autre, étaient montées sur une glissière qui permettait les grands déplacements. Pour achever la mise au point, on pouvait donner de faibles déplacements à la fente et à la plaque photographique à l'aide de deux crémaillères.

Devant la plaque photographique, on peut déplacer verticalement deux volets qui n'en démasquent qu'une bande de la largeur désirée. Le miroir GG′ ne pouvait pas être en argent à cause du mauvais pouvoir réflecteur de ce métal dans l'ultraviolet; il était formé, comme dans l'appareil de Féry, d'un bain de mercure contenu dans une cuve de marbre dont le contour est précisément celui de la face qu'on veut rendre réfléchissante. La cuve est maintenue contre le prisme à l'aide d'une peau de chamois très propre collée à la gomme arabique sur les faces latérales des deux objets.

Les deux surfaces de la lentille L réfléchissent un peu de lumière qui suffit souvent à voiler les plaques. La lumière réfléchie par la face arrière donne de la fente une image réelle et petite que l'on peut facilement masquer par un écran très étroit; au contraire la lumière réfléchie par la face antérieure est divergente; il est avantageux

de mettre contre la lentille une bande étroite de papier noir qui porte ombre sur la partie utilisée de la plaque; grâce aux volets dont j'ai parlé plus haut, on peut ne démasquer que la partie de la plaque ainsi protégée. Cette bande de papier diaphragme un peu le faisceau, mais sans modifier le pouvoir séparateur; il y a néanmoins intérêt à l'ôter quand on a trop peu de lumière.

7. Les changements de température détruisent l'homogénéité des prismes et nuisent par conséquent à la qualité des images. Pour avoir une température uniforme et bien constante, on avait entouré tout l'appareil d'une circulation d'eau de la ville, mais l'expérience a montré que cette précaution est excessive quand la durée de la pose n'est pas trop longue et il a toujours suffi de recouvrir l'appareil d'une couverture épaisse.

8. *Qualités de l'appareil.* — Ce qui caractérise le mieux la valeur d'un spectrographe, ce n'est pas la longueur occupée sur la plaque par un angström, bien que l'on n'indique souvent que cet élément dans les descriptions d'appareils. On peut en effet écarter autant qu'on veut deux raies spectrales données en augmentant la distance focale de l'objectif; comme la finesse des raies diminue, le profit total est nul Il suffit de choisir la distance focale assez grande pour que les images restent grandes par rapport au grain de la plaque. La puissance de résolution d'un appareil est au contraire exprimée de façon satisfaisante par le pouvoir séparateur, que l'on a été conduit à introduire surtout pour les réseaux; c'est le quotient $\frac{\lambda}{\delta\lambda}$, où λ est la longueur d'onde de la région considérée et $\delta\lambda$ la différence des longueurs d'onde des raies les plus rapprochées que l'appareil permet de distinguer. Rayleigh [1]

[1] Lord Rayleigh, *Scientific Papers*, t. I. p. 414.

a traité le problème du pouvoir séparateur en indiquant quels sont les facteurs qui le limitent. Il a montré que pour avoir un bon pouvoir séparateur il faut :

1° Rétrécir les raies en luttant contre la diffraction.

2° Les écarter l'une de l'autre en augmentant la dispersion qui est proportionnelle au pouvoir dispersif de la matière des prismes et à la somme de leurs angles réfringents. A la vérité la condition théorique indiquée par Rayleigh ne peut jamais être atteinte, non seulement à cause de l'imperfection des appareils, mais surtout parce qu'une raie n'est jamais parfaitement monochromatique et que la fente a une largeur appréciable Pour faire les mesures que je vais indiquer, je me suis servi des bandes spectrales où les raies se resserrent du côté de la tête et de raies spontanément renversées de l'arc au fer dont les bords intérieurs sont assez nets et s'écartent depuis l'image de l'anode jusqu'à celle de la cathode. Je résume les résultats des mesures dans le Tableau suivant qui contient :

1° Les longueurs d'onde λ;

2° $\delta\lambda$ calculé pour une fente infiniment fine;

3° $\delta'\lambda$, même grandeur calculée pour une fente de $\frac{1}{100}$ millimètre de largeur;

4° $\delta''\lambda$, distance minimum de deux raies vues séparées;

5° Le pouvoir séparateur $\frac{\lambda}{\delta\lambda}$ calculé pour le spectrographe à prismes avec une fente infiniment fine;

6° Le pouvoir séparateur calculé pour le deuxième spectre d'un réseau de 125 000 traits;

7° Le pouvoir séparateur observé pour le spectrographe à prismes;

8° La longueur occupée sur la plaque par un angström.

λ.	δλ.	δ'λ.	δ''λ.	Pouvoir séparateur. Calculé prismes.	Calculé réseau.	Observé prismes.	mm par angström.
4200	0,042	0,069	0,1	10.10^4	25.10^4	$4,2.10^4$	0,32
3500	0,020	0,034	0,038	17.10^4	»	9.10^4	0,72
2835	0,0087	0,0147	0,035	32.40^4	»	8.10^4	1,47
2570	0,006	0,011	0,021	43.10^4	»	12.10^4	1,97
2384	0,0044	0,0079	0,039	54.10^4	»	6.10^4	2,82

On voit que les qualités de l'appareil sont d'autant meilleures que la longueur d'onde est plus petite. Je n'ai pu aller au delà de 2327 angströms; à cet endroit, l'absorption du quartz ne laisse plus passer que les rayons les plus voisins de l'arête et diminue beaucoup le pouvoir séparateur. Par contre, au voisinage de cette bande d'absorption, la dispersion du quartz augmente très vite.

Dans le spectre visible, le pouvoir séparateur est beaucoup moins grand, aussi ne me suis-je servi en ce cas que des prismes de verre.

9. *L'appareil de verre.* — Il est construit sur le même principe que l'appareil de quartz; la principale différence consiste dans la substitution à la lentille-objectif d'un miroir parabolique concave qui possède le gros avantage d'être parfaitement achromatique. Les prismes sont faits avec un flint assez lourd, mais néanmoins peu absorbant; son indice est donné par l'expression

$$n = 1,59209 + \frac{8,9.10^5}{\lambda^2} + \frac{2.10^{10}}{\lambda^4},$$

où λ est la longueur d'onde en angströms; ils sont taillés, comme les prismes de quartz, de façon que la lumière utilisée les rencontre sous l'incidence brewstérienne; nous avons vu qu'alors la vibration électrique parallèle à l'arête se trouve complètement éliminée, mais que la vibration perpendiculaire ne subit pas de perte par les

réflexions successives. Les prismes de verre sont de plus grande dimension que les prismes de quartz; ils ont 85^{mm} de hauteur, et la largeur des faces est de 81^{mm}; leurs angles réfringents varient de $62^{\circ}\,59'$ à $63^{\circ}\,30'$. Le miroir-objectif doit être assez large pour réfléchir la lumière dispersée à sa sortie du prisme A; il a 14^{cm} de diamètre. Je résume les qualités de l'appareil par un Tableau où les nombres ont la même signification que dans celui de la page 12 :

				Pouvoir séparateur.			
				Calculé prismes.	Calculé réseau.	Mesuré prismes.	mm par angström.
λ.	δλ.	δ'λ.	δ''λ.				
5161	0,043	0,063	0,11	12.10^{4}	25.10^{4}	$4,7.10^{4}$	0,51
4210	0,019	0,027	0,06	22.10^{4}	»	$7,0.10^{4}$	1,08

Le pouvoir séparateur est donc environ le tiers de celui que donne la théorie; ce résultat est assurément satisfaisant, d'autant plus que des raies plus monochromatiques auraient certainement donné un pouvoir séparateur encore supérieur.

10. La substitution des prismes de verre aux prismes de quartz entraîne un long travail de réglage si l'on veut remplacer la lentille de quartz par le miroir; elle est faite au contraire très rapidement si l'on garde la lentille de quartz; cette lentille a pour inconvénient, non seulement de ne pas être achromatique, mais d'être trop petite pour les prismes de verre et de diaphragmer notablement le faisceau. La diminution du pouvoir séparateur qui en résulte est néanmoins assez faible et, dans tout le cours de ce travail, je n'ai rencontré qu'un cas où le pouvoir séparateur de la lentille était insuffisant tandis que celui du miroir était assez grand.

II. — Mesure des clichés.

11. Elle est beaucoup moins aisée qu'avec les réseaux ou les interféromètres parce que la loi de dispersion est compliquée et que le spectre se déforme quand on fait tourner les prismes. Il est nécessaire de superposer au spectre inconnu un certain nombre de raies étalons grâce auxquelles les mesures sont possibles. Le spectre de comparaison ne peut guère être que le spectre du fer, car il est très riche en raies, sauf dans le rouge, et il a été particulièrement bien étudié. Des mesures de précision exigent toutefois de grandes précautions; je le montrerai sur un cas particulier au paragraphe 28.

J'ai employé un arc jaillissant entre deux baguettes de fer de 6^{mm} de diamètre, la tension était de 150 volts et l'intensité d'environ 6 ampères; la distance des électrodes était de 8^{mm} à 10^{mm}. Les raies du spectre de comparaison étaient rendues moins longues que celles du spectre principal, en le démasquant sur une plus faible hauteur avec les volets qui protègent la plaque.

12. La plupart des expérimentateurs se contentent de mesurer sur le cliché trois raies connues et de calculer trois coefficients d'une formule empirique

$$\lambda = a + bx + cx^2,$$

λ étant la longueur d'onde et x l'abscisse sur le cliché. Des formules plus exactes ont été proposées par exemple par Watts (*Index of spectra*). Les calculs qu'entraînent de telles formules sont fastidieux et ne donnent pas d'excellents résultats quand la dispersion est aussi considérable que celle dont je disposais. J'ai fait la comparaison avec le spectre du fer d'une façon plus directe. Avant de donner une méthode aussi précise que possible,

j'indiquerai par un exemple un procédé dont l'exactitude est presque toujours suffisante; elle exige peu de calculs et cette condition est précieuse dans les spectres de bandes où l'on a souvent une centaine de raies à mesurer. Considérons une plaque contenant les fréquences depuis la raie du fer $\nu = 23\,408{,}60$ jusqu'à la raie $\nu = 23750{,}03$; posons $\nu_0 = 23400$, comptons sur la plaque les abscisses depuis la première raie du fer, et notons ces abscisses :

$\nu - \nu_0$.	x.
8,60	0
11,90	0,532
70,56	10,100
124,16	19,576
.....	.....
154,78	25,340
.....	.....
283,28	52,980
299,36	56,880
350,03	70,040

La dernière valeur de $\nu - \nu_0$ est, au facteur 10 près, peu différente de $\frac{x}{2}$. En formant pour toutes les raies du fer, $\nu - \nu_0 - \frac{x}{2}$, on trouve

$$8{,}60,\quad 9{,}24,\quad 20{,}06,\quad 26{,}29,\quad \ldots,\quad 28{,}08,\quad \ldots,$$
$$18{,}38,\quad 14{,}96,\quad -0{,}17.$$

Ces nombres varient bien moins vite que ν et sont donnés pour les raies intermédiaires par une construction graphique très suffisamment exacte; il suffit de porter ensuite en abscisses les valeurs de x, en ordonnées celles de $\nu - \nu_0 - \frac{x}{2}$, l'opération inverse permet alors, connaissant les abscisses des raies à mesurer, d'en déduire leurs fréquences.

13. Cette méthode n'est souvent pas assez précise, surtout quand il s'agit de mesurer l'écart de deux raies voisines; de faibles erreurs sur leurs longueurs d'onde ou leurs fréquences en entraînent de grandes en valeur relative sur leur écart. Je vais montrer comment un graphique simple permet de faire la mesure avec toute l'approximation désirable.

Appelons λ les longueurs d'onde des raies du fer et x leurs abscisses mesurées sur notre cliché; calculons les rapports

$$\frac{\Delta\lambda}{\Delta x}$$

des différences des longueurs d'onde aux différences des abscisses de deux raies consécutives, puis portons en ordonnées les valeurs obtenues pour $\frac{\Delta\lambda}{\Delta x}$, en abscisses celles de $x + \frac{\Delta x}{2}$, on obtient des points distribués d'autant plus régulièrement que les mesures du spectre du fer sont mieux faites sur les clichés qui ont servi aux auteurs des Tables et sur les nôtres. Dans les conditions de dispersion où l'on se trouve avec notre spectrographe, ces points se placent sur une courbe très peu concave si la mesure porte sur tout le cliché, sur une droite si elle ne porte que sur une longueur plus faible, le tiers par exemple. En traçant convenablement cette droite, ou cette courbe, on peut éliminer en grande partie les erreurs commises sur les pointés des raies du fer. C'est là un grand avantage de la méthode graphique sur l'emploi des formules empiriques qui ne renseignent généralement pas sur la grandeur et le sens de l'erreur commise.

14. Pour donner une idée de l'exactitude obtenue, je reproduis ici quelques nombres extraits d'une mesure prise au hasard :

Longueur d'onde des raies du fer.	$\frac{\Delta\lambda}{\Delta x}$ mesuré.	$\frac{\Delta\lambda}{\Delta x}$ calculé d'après la formule $10{,}376+0{,}986\left(\frac{x_1+x_2}{2}-2735\right)$ déduite de la droite obtenue graphiquement.	Différences.
4673,178			
4678,855	10,376	10,376	0
4683,563	10,833	10,860	—27
4691,410	11,374	11,365	+ 9
4700,211	12,022	12,017	+ 5
4704,962	12,575	12,564	+11

Cette mesure porte sur une longueur de $2^{cm},8$. La valeur de $\frac{\Delta\lambda}{\Delta x}$ déduite de la troisième colonne est exacte avec une approximation supérieure au millième quand les mesures sont soignées.

On voit immédiatement comment la connaissance de l'abscisse moyenne de deux raies voisines permet de calculer la valeur correspondante de $\frac{\Delta\lambda}{\Delta x}$ qu'il suffit ensuite de multiplier par la distance des deux raies pour avoir leur écart en longueur d'onde.

15. La même méthode est applicable à la détermination de la longueur d'onde d'une raie inconnue; il suffit de mesurer son écart avec une raie voisine connue quelconque, par exemple une raie du fer. Enfin tout ce qui précède pourrait être répété mot pour mot en remplaçant partout longueur d'onde par fréquence.

III. — Les électro-aimants.

16. Les champs magnétiques ont été produits par deux électro-aimants de tailles très différentes, tous deux du dernier modèle construit par P. Weiss. Leurs principales caractéristiques sont une forme très ramassée avec des

bobines assez plates et de grand diamètre, et un circuit magnétique de faible résistance. Les pièces polaires étaient terminées par des pointes de ferro-cobalt. Les conducteurs étaient des tubes de cuivre isolés et parcourus par un courant d'eau maintenant leur température constante; on est ainsi à l'abri des erreurs venant de la variation thermique de la perméabilité du fer, de la variation souvent considérable en valeur relative de la grandeur de l'entrefer par suite de la dilatation des noyaux dans les bobines, enfin le courant reste remarquablement constant sans qu'on ait besoin de le régler sans cesse.

17. Le petit électro-aimant avait des noyaux de 9^{cm} de diamètre, il donnait 40 000 gauss dans un entrefer de 2^{mm} avec des surfaces frontales de 3^{mm} de diamètre en consommant seulement 1,5 kilowatt. Du reste cet aimant a été aussi employé avec des pièces polaires en fer et des champs moins considérables. Il était mobile autour d'un axe horizontal fixé à la culasse, de façon à ce que l'on puisse amener à volonté les lignes de force à être verticales ou horizontales. Nous avons vu que le spectrographe n'utilise de la lumière incidente, que les vibrations électriques horizontales. On pouvait alors recevoir à volonté les vibrations parallèles ou perpendiculaires aux lignes de force d'après l'orientation de l'aimant. Les rayons lumineux doivent toujours arriver sur la fente avec la même incidence afin de toujours bien couvrir l'objectif. Or nous avons vu que l'astigmatisme de l'objectif force à déplacer la fente : il faut que l'aimant suive son mouvement de façon à rester en face d'elle. A cet effet l'aimant était monté sur un chariot mobile sur deux rails. L'axe qui le portait était un tube d'acier. La lumière issue de l'arc au fer passait à travers ce tube, et ainsi on pouvait, pour chaque cliché, éclairer la fente sans déplacer l'électro-aimant.

18. L'autre électro-aimant était d'un bien plus grand modèle, les noyaux de fer avaient $17^{cm},5$ de diamètre; dans un entrefer de 2^{mm} avec des pièces polaires de 3^{mm} de diamètre, il donnait un champ de 50 000 gauss en n'employant qu'une puissance de 20 kilowatts. Il était monté sur un chariot, mais les lignes de force restaient toujours horizontales. Pour photographier les vibrations perpendiculaires au champ, c'est-à-dire verticales, je mettais devant la fente une lame de quartz perpendiculaire à l'axe, d'épaisseur convenable. Le quartz a une grande dispersion rotatoire, mais je pouvais disposer d'un grand nombre de lames d'épaisseurs différentes . Une lame demi-onde serait trop mince pour être réalisable, on serait amené à croiser deux lames d'épaisseurs un peu différentes et la dispersion obligerait encore à avoir une trousse de ces lames permettant plusieurs combinaisons.

DEUXIÈME PARTIE.

CHAPITRE I.

MESURE DE LA GRANDEUR DU PHÉNOMÈNE DE ZEEMAN SUR LES RAIES BLEUES DU ZINC.

I. — Étude critique des mesures déjà faites.

19. La connaissance du champ magnétique est importante, surtout en valeur relative, pour les spectroscopistes; ils pourraient exprimer leurs champs avec une unité arbitraire telle que la grandeur en angströms de l'effet Zeeman d'une raie déterminée, s'ils ne désiraient que rendre leurs mesures comparables entre elles; la connaissance de la valeur absolue des champs leur est

nécessaire s'ils veulent rester en contact avec les autres parties de la Physique.

La mesure d'un champ magnétique peut être faite assez rapidement grâce à la connaissance précise du coefficient d'aimantation de l'eau; Piccard surtout s'est attaché à élaborer une méthode de mesure réellement commode et rapide; néanmoins c'est toujours le phénomène de Zeeman qui fournit le procédé de mesure le plus commode pour les spectroscopistes. La règle de Runge permet de s'adresser à une raie quelconque d'une série : la série principale et la deuxième série secondaire (série étroite) sont les plus avantageuses, pourvu que l'on connaisse la grandeur du triplet normal. Sa mesure a été faite plusieurs fois déjà, en particulier par Weiss et Cotton et par Gmelin; leurs résultats, en bon accord, ne sont garantis qu'à 1 pour 100 près.

20. J'ai repris cette mesure en choisissant, comme

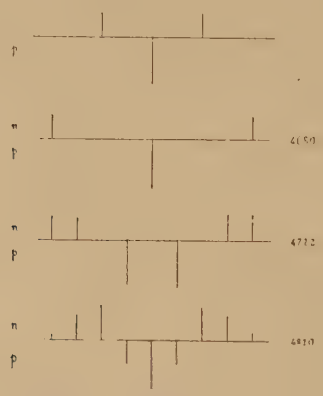


Fig. 2. — Décomposition magnétique des raies bleues du zinc.

Weiss et Cotton, les raies bleues du zinc qui semblent bien les plus avantageuses. Elles sont très faciles à produire avec un grand éclat et une grande finesse; elles

émettent une lumière très actinique et donnent des composantes magnétiques très écartées, comme le montre la figure 2 où je les représente au-dessous du triplet normal.

Cette figure représente les composantes magnétiques des trois raies bleues du zinc, au-dessous d'un triplet normal. Les composantes sont représentées avec une longueur proportionnelle à leur intensité; au-dessus du trait horizontal sont les vibrations électriques perpendiculaires au champ magnétique (n), au-dessous sont les vibrations parallèles (p),

21. *Les mesures de Weiss et Cotton* [1]. — Elles ont été faites plus spécialement en vue de vérifier la règle de Runge que Reese et Kent avaient cru mettre en défaut. La mesure du champ faite en valeur absolue avec grand soin leur a donné du même coup la grandeur de la composition définie par la constante

$$Z_n = \frac{\delta\lambda}{H\lambda^2},$$

où $\delta\lambda$ est l'écart des composantes extrêmes du triplet normal donné par une raie de longueur d'onde λ dans un champ H.

Cette mesure a été faite par deux méthodes indépendantes dont les résultats concordaient à 2 millièmes près. Les clichés obtenus avec un réseau ont été mesurés indépendamment par les deux observateurs et les résultats concordaient à moins de 1 pour 100. Le résultat auquel ils se sont arrêtés est la moyenne de toutes les mesures faites sur les trois raies; mais si l'on considère que le nombre des mesures était d'autant plus grand que leur précision était moins grande (13 sur la raie 4810,

---

[1] *Journ. de Phys.*, 4e série, t. VI, 1907, p. 429.

6 sur la raie 4722, 2 seulement sur la raie 4680), il peut sembler plus naturel de prendre avec un égal poids la moyenne obtenue pour Z avec chacune des raies soit :

$$Z = 2Z_n = 1,876.10^{-4} \quad \text{pour} \quad \lambda = 4810,$$
$$2Z_n = 1,873.10^{-4} \quad \text{»} \quad \lambda = 4722,$$
$$2Z_n = 1,867.10^{-4} \quad \text{»} \quad \lambda = 4680.$$

La moyenne de ces trois nombres, $1,8716.10^{-4}$ est en meilleure concordance avec la valeur que j'ai trouvée, $1,8721.10^{-4}$ que celle adoptée par Weiss et Cotton, qui est $1,875.10^{-4}$.

22. *Mesures de Gmelin* (1). — Elles sont beaucoup moins directes que celles de Weiss et Cotton. Elles ont pour point de départ une étude très soignée d'un aimant étalon faite en commun avec Gans (2) et elles utilisent au lieu des mesures optiques de Gmelin lui-même, celles du célèbre travail de Runge et Paschen sur les grandeurs relatives des effets Zeeman donnés par un grand nombre de raies du mercure (3). Le champ qu'ils avaient employé n'était pas connu, Gmelin l'a déterminé par la comparaison des écarts magnétiques des composantes de quatre raies ($\lambda = 5790,49$, $\lambda = 5769,45$, $\lambda = 4916$ et $\lambda = 4358,56$) observées par lui dans un champ connu et par Runge et Paschen dans le champ à déterminer. Ce champ une fois déterminé par cette méthode indirecte, Gmelin admet que l'écart mesuré par Runge et Paschen sur la raie 4046,78 est le double de l'écart normal, puis divisant cet écart par le champ mesuré il obtient $Z = 2Z_n$.

Le champ étalon a été mesuré par deux méthodes balistiques exécutées avec grand soin et beaucoup d'adresse, et qui ont donné les mêmes résultats à $\frac{1}{1600}$ près. Il

(1) *Annalen der Physik*. t. XXVIII, 1909, p. 1079.
(2) *Annalen der Physik*, t. XXVIII, 1909, p. 925.
(3) *Abhand. berl. Akad. d. Wis.*, 1902, p. 1.

aurait été désirable que les mesures optiques fussent faites avec la même précision au moins; or deux des mesures de Gmelin ont été faites à l'oculaire, et Runge et Paschen ne semblent pas avoir cherché à atteindre la grande précision qui aurait été nécessaire à Gmelin pour tirer le meilleur parti de la précision avec laquelle il connaissait son champ magnétique. Les quatre valeurs calculées par cet auteur pour le champ qu'avaient employé Runge et Paschen, diff rent de $\frac{1}{200}$. D'autre part Gmelin admet que la raie 4047 a un écart double de l'écart normal, et il obtient ainsi pour Z_n la valeur

$$Z_n = 0,939 . 10^{-4},$$

La raie 4358, pour laquelle Gmelin a mesuré directement la grandeur de la décomposition dans son champ étalon, appartient à la deuxième série secondaire, comme la raie 4047. Il n'a pas utilisé cette mesure pour calculer directement Z. Cela aurait donné

$$Z_n = 0,933 . 10^{-4}.$$

La valeur que j'ai moi-même calculée est comprise entre cette dernière et celle que Gmelin a adoptée.

23. *Production et mesure des champs magnétiques.* — Pour des mesures de ce genre, il est très important d'avoir des champs magnétiques d'intensité bien déterminée; aussi ai-je moins cherché à les produire intenses que bien constants et très homogènes dans toute l'étendue où jaillit l'étincelle. Les pièces polaires, en fer très doux, gardant très peu de magnétisme rémanent, avaient des surfaces frontales de $2^{cm},5$ et étaient écartées de 38^{mm}. Le courant envoyé dans l'électro-aimant était de 50 ampères, de cette façon le fer était saturé, la valeur du champ était indépendante de l'histoire antérieure de l'électro-aimant et pouvait être repérée par la valeur du courant

magnétisant. La mesure de ce champ a été faite par comparaison avec celui d'un aimant étalon bien étudié.

24. *Mesure du champ étalon.* — L'aimant étalon et la mesure du champ qu'il produit ont été décrits par Piccard [1]. De cette description je ne donnerai ici que l'essentiel.

L'aimant était complètement rigide, il était construit en fer très doux qu'on prenait néanmoins toujours la précaution de désaimanter avant de s'en servir; les conducteurs étaient des tubes de cuivre parcourus par de l'eau toujours à la même température; le courant électrique était toujours de 50 ampères.

Piccard et Foëx ont commencé par retoucher les pièces polaires de façon à réaliser une grande uniformité du champ; ils ont ensuite relevé les valeurs relatives du champ dans tout l'entrefer; sa variation était faible, elle atteignait seulement 4,6 pour 1000 depuis le centre jusqu'au bord d'un cercle de 2^{cm} de diamètre.

25. La mesure absolue du champ a été faite par Foëx et Piccard, par deux méthodes distinctes :

1° Trois balances de Cotton soigneusement mesurées ont donné le champ moyen le long d'une ligne droite de 2^{cm}; les résultats différaient au maximum de $\frac{3}{21\,000}$.

2° Le champ d'un solénoïde de dimensions bien connues a été comparé par une méthode balistique à la valeur moyenne du champ étalon dans un cercle de 2^{cm} de diamètre sur le contour duquel le champ était constant.

La topographie a permis de déduire de ces deux valeurs moyennes celle du maximum. Les deux méthodes ont donné des résultats différents seulement de 0,5 pour 1000 [2].

---

[1] Piccard, *Arch. de Genève*, t. XXXV, 1913, p. 209.

[2] Les résultats publiés par Piccard ne concordent qu'à 1,9 pour 1000 près; c'est qu'il avait pris pour force électromotrice

La moyenne des deux mesures peut être considérée comme exacte avec une meilleure approximation comme l'ont fait remarquer Sève, puis Piccard ; en effet, la première fait intervenir le courant de la balance de Cotton comme diviseur

$$H = \frac{a}{i};$$

la seconde fait intervenir le courant du solénoïde comme multiplicateur :

$$H = bi;$$

leur moyenne géométrique $H = \sqrt{ab}$ élimine l'erreur qui peut provenir de la mesure du courant. D'ailleurs la concordance des mesures du coefficient d'aimantation de l'eau par Sève et Piccard est excellente; ils trouvent en effet :

Sève (corrigé par Piccard).....	$0,7193.10^{-6}$
Piccard.....	$0,7203.10^{-6}$

Une telle concordance ne peut se produire que si ces deux physiciens ont mesuré leurs champs avec une approximation supérieure à 1 pour 1000.

Enfin il est important de remarquer que les mesures de ce champ étalon sont absolument indépendantes de celles de Weiss et Cotton, bien qu'elles aient été faites dans le même laboratoire et par les mêmes méthodes : les appareils étaient tous nouveaux, sauf l'ohm international et l'une des trois balances de Cotton, mais cette dernière a été mesurée par Foëx d'une manière tout à fait indépendante.

---

du weston 1,0191 volt, au lieu de 1,0184 qui résulte des récentes expériences internationales de Washington. La comparaison de ses résultats avec ceux de Sève pour la constante d'aimantation de l'eau avait conduit Piccard à prévoir cette correction du weston ou une correction de l'ohm international. (Piccard, *Arch. de Genève*, t. XXXV, 191[illegible], p. 23[illegible].)

26. *Mesure du champ magnétique employé.* — Il a été comparé au champ étalon par la méthode balistique. Piccard a eu l'obligeance de m'aider à faire cette comparaison. Une bobine de 30 tours de fil de cuivre isolé, enroulé sur un disque d'ivoire de 3^{mm} de diamètre, était mise en série avec un galvanomètre balistique; on l'introduisait brusquement dans l'entrefer, puis on l'en retirait; les déviations du galvanomètre mesuraient la force électromotrice induite. Nous faisions des séries de lectures alternativement avec l'aimant de travail et avec l'aimant étalon. Pour que ces deux séries de mesures fussent comparables, il fa lait naturellement ne toucher entre elles ni au galvanomètre, ni au circuit de décharge; une torsade très bien isolée allait du galvanomètre à l'aimant de travail en passant auprès de l'aimant étalon; l'un des fils était interrompu auprès de chaque aimant de façon que l'on pût y mettre la petite bobine dans le circuit, une soudure réunissait les deux brins auprès de l'aimant qui ne servait pas. Il fallait aussi éviter les erreurs venant des variations thermiques de la résistance du fil; pour cela nous nous sommes contentés de croiser les mesures sur le champ étalon et sur le champ à mesurer.

La position d'arrêt de la bobine dans le champ étalon était soigneusement réglée à l'endroit où il était maximum; dans le champ de travail, sa position n'était déterminée qu'avec une approximation moindre, celle avec laquelle l'étincelle restait immobile; d'ailleurs ce champ était assez uniforme : passant par une valeur minimum sur l'axe des pièces polaires, il augmentait de moins de 1,5 pour 1000 quand on le mesurait à une distance de 4^{mm} de cet axe.

La mesure des déviations données par chacun des champs était faite alternativement en entrant et en sortant la bobine; les élongations sur l'échelle avaient lieu tantôt à droite, tantôt à gauche du zéro; en ne mesurant que

leur différence algébrique, les résultats obtenus furent les suivants :

Première série de mesures avec le champ de travail (H_z) : 20 opérations; moyenne des écarts :

$$\delta_1 = 467,92.$$

Deuxième série de mesures avec le champ étalon (H_z) : 8 opérations; moyenne des écarts :

$$\delta_2 = 341,54.$$

Troisième série de mesures avec le champ de travail : 18 opérations; moyenne des écarts

$$\delta_3 = 468,34.$$

Quatrième série de mesures avec le champ étalon : 8 opérations; moyenne des écarts :

$$\delta_4 = 342,02.$$

L'expérience refaite un autre jour a donné :

Champ étalon, 8 opérations :

$$\delta_5 = 282,95.$$

Champ de travail, 12 opérations :

$$\delta_6 = 388,03.$$

Champ étalon, 8 opérations :

$$\delta_7 = 283,17.$$

Mais une étude du galvanomètre nous a montré que les déviations ne sont proportionnelles aux quantités d'électricité induite que si l'amortissement des oscillations est faible (diminution de moitié de l'amplitude après une oscillation); l'écart par rapport à la proportionnalité augmente avec l'amortissement. Dans les conditions où

ma mesure a été faite, les quantités d'électricité étaient à peu près proportionnelles à

$$\delta(1 - 5.10^{-9}\delta^2).$$

Les déviations corrigées sont alors :

$$\delta'_1 = 467,41, \qquad \delta'_5 = 282,84,$$
$$\delta'_2 = 341,36, \qquad \delta'_6 = 387,74,$$
$$\delta'_3 = 467,83, \qquad \delta'_7 = 283,06,$$
$$\delta'_4 = 341,84,$$

Pour avoir le rapport du champ de travail au champ étalon, il faut croiser les mesures; on a alors :

$$K_1 = \frac{\dfrac{\delta'_1 + \delta'_3}{2}}{\delta'_2} = 1,3698,$$

$$K_2 = \frac{\delta'_3}{\dfrac{\delta'_2 + \delta'_4}{2}} = 1,3699,$$

$$K_3 = \frac{\delta'_6}{\dfrac{\delta'_5 + \delta'_7}{2}} = 1,3703.$$

On peut prendre pour K la valeur 1,3699 en comptant sur une erreur inférieure à $\frac{1}{2000}$.

La grandeur du champ étalon est 21 447 gauss; donc le champ étudié vaut

$$H_Z = 21447 \times 1,3699,$$

soit

$$H_Z = 29380 \text{ gauss}.$$

En admetttant que le champ étalon est connu à 1 pour 2000 près, l'erreur sur H est inférieure à

$$\frac{1}{2000} + \frac{1}{2000} = \frac{1}{1000}.$$

27. *Photographie des raies.* — La source lumineuse

était une étincelle jaillissant entre deux fils de zinc; elle doit remplir deux conditions principales : être lumineuse et donner les raies fines. Les travaux d'Hemsalech font comprendre la nécessité de mettre une forte self-induction dans le circuit de décharge et de faire éclater l'étincelle parallèlement aux lignes de force. En effet toute étincelle est oscillante, la première oscillation jaillit dans l'air et donne uniquement les raies et les bandes de l'air, les oscillations suivantes se font au contraire dans la vapeur du métal dont elles donnent les raies; il faut donc augmenter le nombre des oscillations. On réalise cette condition en introduisant une self-induction dans le circuit de décharge et en faisant éclater l'étincelle parallèlement aux lignes de force pour éviter que le champ ne la souffle. La self-induction rend également les raies plus fines, sans doute parce qu'elle abaisse la température de l'étincelle en répartissant la même quantité d'énergie dans un grand nombre de décharges. Bien entendu, la quantité totale de lumière émise est d'autant plus grande que l'énergie totale de l'étincelle est plus grande; on l'augmente en ajoutant des capacités dans le circuit de décharge qui contient alors en série une capacité, l'étincelle, et la self-induction.

La capacité était chargée par une bobine d'induction dont l'interrupteur n'est pas indifférent; l'emploi du courant alternatif ou du wehnelt donnaient des raies diffuses, tandis que les raies devenaient fines, avec le même circuit de décharge, en prenant un interrupteur du genre Foucault, à mouvement assez lent, une dizaine d'interruptions par seconde au maximum.

Dans mes expériences sur les raies bleues du zinc, la capacité a été prise de $\frac{1}{30}$ et $\frac{1}{60}$ de microfarad, la self-induction était de 0,0014 henry, avec une résistance de 29 ohms; dans ces conditions, les raies étaient fines et leurs composantes magnétiques étaient bien séparées.

28. *Le spectre de comparaison.* — La méthode employée pour réduire les mesures directes des longueurs a déjà été décrite, mais j'ai rencontré des difficultés inattendues venant du spectre de comparaison. Il était produit par un arc au fer jaillissant sous la tension de 150 volts entre deux baguettes de fer de 6^{mm} de diamètre et, dans ces conditions, les points ayant pour abscisses les distances mesurées sur les clichés depuis une raie choisie comme origine et pour ordonnées les longueurs d'onde correspondantes données par Kayser [1] et même par Goos [2], ne se plaçaient pas sur une courbe continue, les différences étant supérieures aux erreurs possibles des deux côtés. Ces différences ne pouvaient venir que de la différence de régime de l'arc. Les variations des longueurs d'onde des raies avec le régime de l'arc et les impuretés ont été reconnues et étudiées depuis par Goos et Burns [3].

J'avais toujours produit le spectre du fer dans des conditions assez voisines de celles que Buisson et Fabry avaient employées pour les photographies de leur atlas du spectre du fer [4], le régime de l'arc était le même, mais la force électromotrice n'était que de 150 volts au lieu de 220; je pouvais espérer de meilleurs résultats en admettant que ma source était identique à celle qu'ils ont employée. Les différences mêmes, si elles étaient petites, pouvaient ne pas gêner, grâce à la méthode graphique employée. M. Buisson a eu la bonté de m'envoyer un des clichés obtenus par lui et M. Fabry; sur ce cliché j'ai pu mesurer les longueurs d'onde des raies voisines de celles du zinc, en choisissant les plus favorables.

---

(1) Kayser, *Ann. d. Physik*, t. III, 1900, p. 195.

(2) Goos, *Zeitschr. f. wiss. Photo*, t. IX, 1911, p. 173, et t. II, 1912, p. 1 et 305.

(3) Burns. *C. R. Acad. Sc.*, t. 56, 1913, p. 1611. *Voir aussi* Fabry et Buisson, *Journal de Phys.*, 5e série, t. III, 1913. p. 613.

(4) Buisson et Fabry, *Atlas du spectre du fer*. Paris, Hermann.

29. *Mesure des raies du spectre du fer.* — Ces mesures ont été faites avec la belle machine à diviser de l'Observatoire de Zurich que M. Wolfer, directeur de l'Observatoire, a fait construire et qu'il a obligeamment mise à ma disposition. Le cliché de MM. Buisson et Fabry avait été obtenu avec un réseau, j'ai vérifié qu'entre deux étalons secondaires la différence des longueurs d'onde de deux raies est très sensiblement proportionnelle à leur distance linéaire. J'ai choisi pour les longueurs d'onde des étalons secondaires les valeurs que donnent Buisson et Fabry; les rapports $\frac{\Delta x}{\Delta \lambda}$ des distances de deux étalons consécutifs évaluées en longueurs d'onde et en unités de longueur sur le cliché ne variaient que très peu d'un bord à l'autre de la plaque qui contenait neuf raies étalon.

Le Tableau suivant, qui contient ces rapports obtenus par deux mesures, montre à la fois la petitesse de leur variation et la concordance de ces deux mesures :

132004	132002
132027	131994
132025	132040
132029	132031
132032	132028
132055	132025
131982	132023
131996	131987

Les mesures des longueurs d'onde qui devaient m'être utiles ont donné les résultats suivants :

4823,521	4736,785	4691,412
4817,796	4735,837	4690,138
4813,130	4733,595	4687,390
4807,737	4731,493	4683,563
4802,890	4729,016	4680,301
4800,658	4727,435	4678,855
	4721,000	4673,178
	4710,289	

J'avais d'abord mesuré un plus grand nombre de raies, mais l'expérience a montré qu'il serait mauvais de se servir de toutes; en effet si les raies sont trop serrées, l'erreur commise dans la mesure de $\frac{\Delta\lambda}{\Delta x}$ sur le spectre de comparaison devient trop grande pour que les points représentant sa variation présentent une régularité suffisante. Les raies que j'indique ont été choisies assez écartées pour que la somme des erreurs relatives sur $\Delta\lambda$ et sur Δx soit petite, et assez rapprochées pour que les courbes par lesquelles j'étalonne pour ainsi dire mes clichés soient bien déterminées.

30. *Mesure des clichés.* — La partie la plus délicate est la mesure des écarts des composantes magnétiques; je ne me suis occupé que des vibrations perpendiculaires. Nous avons vu que les raies 4680, 4722 et 4810 donnent respectivement 2, 4 et 6 composantes, dont les plus écartées ont dans les trois cas un écart double de celui des composantes extérieures du triplet normal; les quatre composantes de 4722 sont également intenses, tandis que celles de 4810 ont une intensité qui décroît fortement depuis les composantes internes. Toutes choses égales d'ailleurs, la précision relative d'une mesure est d'autant plus grande que les composantes sont plus écartées, et la précision absolue d'un pointé d'autant plus grande que la raie est mieux isolée. La précision des mesures est donc la meilleure sur la raie 4680; elle est moins bonne avec 4722 à cause du faible écartement des composantes deux à deux et surtout avec 4810 où les composantes les plus écartées sont très voisines d'autres composantes plus intenses. Des deux mesures que j'ai faites sur cette dernière, l'une a porté sur les composantes internes, l'autre sur les composantes externes : elles ne peuvent être pointées toutes deux avec précision sur le même cliché parce que la différence de leurs intensités est trop grande.

31. Sur chaque plaque, j'ai fait de nombreuses séries de pointés en visant des points différents des raies : j'ai évité ainsi les erreurs qui pourraient provenir des irrégularités de l'impression photographique ou du grain de la plaque. J'ai aussi employé des grossissements différents obtenus simplement en écartant l'oculaire de l'objectif. Pour faire de bons pointés, j'ai pris un réticule formé de deux fils parallèles; ces fils n'ont pas besoin d'être fins, mais doivent avoir un écart plus ou moins grand d'après le grossissement et la largeur des raies. On apprécie bien mieux le moment où la raie, toujours un peu diffuse, est placée au milieu de l'intervalle parfaitement délimité des deux fils du réticule, que celui où le milieu de la raie coïncide avec un fil unique.

Enfin, je n'ai jamais fait deux clichés en laissant la plaque dans la même position, de sorte que toutes les mesures sont complètement indépendantes.

Je donne les résultats dans le Tableau suivant, où les notations sont les mêmes que précédemment :

Δx est la distance des composantes mesurée sur la plaque et évaluée en μ.

$\Delta\lambda$ est la distance des composantes en angströms.

$\Delta\nu = \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2}$ est cette même distance dans l'échelle des fréquences (en cm^{-1}).

Raie.	Δx.	$\frac{\Delta\lambda}{\Delta x}$.	$\Delta\lambda$.	$\Delta\nu$.
4680,33 :				
Cliché 1.....	887	1,3571	1,20375	5,4999
2.....	831,1	1,4484	1,20376	5,4999
» 3.....	814	1,4791	1,20399	5,50098
» 4.....	1118,7	1,0756	1,20327	5,4977
4722,26.....	861,4	1,4249	1,227	5,5021
4810,71 :				
Comp. ext.....	861,5	1,5604	1,27406	5,5067
Comp. int.....	796,8	1,5971	1,27257	5,4987

32. En examinant la précision avec laquelle ces valeurs sont déterminées, j'ai été conduit à donner à chacune des mesures faites sur la raie 4680 le même poids qu'à la moyenne des trois autres; dans ces conditions la valeur que je considère comme la plus probable pour $\Delta\nu$ est

$$\Delta\nu = 5,5003$$

à $\frac{1}{3000}$ près.

On tire de là

$$Z = \frac{5,5003}{29380} = 1,8721.10^{-4},$$

et

$$Z_n = 0,9360.10^{-4},$$

avec une erreur inférieure à $\frac{4}{3000}$.

33. La plus grande partie de l'incertitude vient de la mesure du champ, elle porte également sur la valeur du champ étalon et du rapport de ce champ avec celui qui a servi aux expériences. Toutes les mesures ayant été faites plusieurs fois, et chacun des nombres admis étant la moyenne de plusieurs résultats bien concordants, on peut admettre que l'erreur relative probable est inférieure à $\frac{1}{1000}$.

II. — Détermination de $\frac{e}{m}$.

34. D'après la théorie de Lorentz du phénomène de Zeeman normal, la connaissance de Z_n permet de calculer le rapport $\frac{e}{m}$ de la charge à la masse des électrons. On aurait, en effet,

$$\frac{e}{m} = 2\pi c Z_n,$$

où c est la vitesse de la lumière. Par suite,

$$\frac{e}{m} = 1,7644.10^{7},$$

avec une erreur inférieure à $\frac{4}{3000}$.

35. *Comparaison avec les valeurs de $\frac{e}{m}$ déduites d'une mesure directe.* — Les déterminations les plus récentes de $\frac{e}{m}$ sont celle de A.-H. Bucherer [1], reprise par K. Wolz [2] et celle de Malassez [3].

Ce dernier a opéré sur les rayons cathodiques (différence de potentiel aux électrodes et déviation par un champ électrique ou un champ magnétique). Il trouve

$$\frac{e}{m} = 1,769.10^7,$$

mais n'indique pas la précision des expériences.

Les recherches de Wolz portent sur les rayons β du radium émis avec une grande vitesse.

Les électrons traversent d'abord un condensateur où ils sont soumis à la fois à un champ électrique et à un champ magnétique : le condensateur est mince et long, de sorte que seuls les électrons ayant une vitesse bien déterminée peuvent en sortir; alors ils ne sont plus soumis qu'au champ magnétique, et la grandeur de leur déviation permet de calculer $\frac{e}{m}$. La grosse difficulté de cette expérience est la correction relative aux bords du condensateur.

Wolz a remarqué qu'elle ne peut être faite correctement que si la déviation des rayons β les écarte peu du plan de symétrie du condensateur, tant qu'ils sont encore dans un champ électrique appréciable; il élimine alors de ses mesures celles où la déviation est la plus grande et

---

(1) Bucherer, *Ann. der Phys.*, t. XXVIII, 1909, p. 513.

(2) Wolz, *Ann. der Phys.*, t. XXX, 1909, p. 213.

(3) Malassez, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 8e série, t. XXIII, 1911, p. 231, 397 et 491.

donne comme résultat

$$\frac{e}{m} = 1,7674 . 10^7,$$

avec une erreur inférieure à $\frac{1,5}{1000}$.

La différence entre cette valeur et celle que j ai déduite de la grandeur du phénomène de Zeeman est inférieure à $\frac{1}{350}$, somme des erreurs possibles des deux côtés, soit

$$\frac{1,4}{1000} + \frac{1,5}{1000}.$$

La discussion du Mémoire de Wolz permet même de compter sur un meilleur accord; en effet, il semble qu'on devrait tenir compte également des mesures qu'il numérote 11, 10 et 21 où la déviation des électrons est aussi faible que dans les mesures n°s 14, 19, 22 et 23 dont il a tenu compte; on arriverait alors à la valeur

$$\frac{e}{m} = 1,7656 . 10^7,$$

dont la différence avec celle que j'ai déduite de ma mesure du phénomène de Zeeman est seulement de $\frac{7}{10\,000}$.

36. *Conclusion.* — Pour tirer de cette étude des conclusions d'une rigueur absolue, il aurait été nécessaire de vérifier avec la même précision, que le triplet normal a bien un écart moitié de celui que produit la raie 4680; mais la loi de Runge résulte de tous les travaux antérieurs avec une certitude qui rend cette vérification superflue. En l'admettant comme établie, mes expériences sont une confirmation un peu plus précise que les précédentes de l'hypothèse de Lorentz et elles permettent de dire avec une précision d'environ 1 pour 1000, que les raies décomposées par le champ magnétique en un triplet normal sont bien émises par les mêmes électrons

que nous retrouvons dans tous les autres phénomènes électriques ou radioactifs.

Nous ne pouvons rien dire de plus, nous avons seulement l'assurance que les autres raies sériées obéissant à la règle de Runge ont une grande parenté avec les électrons. Pour savoir quelque chose de plus précis, de nouvelles expériences étaient nécessaires c'est à elles qu'est consacré le Chapitre suivant.

CHAPITRE II.

PHÉNOMÈNE DE ZEEMAN ANORMAL SUR LES DOUBLETS DE LA SÉRIE PRINCIPALE DU SODIUM.

I. — Liaisons entre des raies spectrales.

37. Les séries spectrales les mieux connues et les plus fréquentes sont la série principale et les deux séries secondaires : elles sont constituées de raies simples, de doublets ou de triplets. Dans la série principale où l'écart des groupements de raies est variable, il est difficile de décider *a priori* si les raies de chacun d'eux sont liées entre elles ou si ce n'est pas seulement par hasard que ces raies appartenant à des séries voisines l'une de l'autre semblent former des groupements de raies. Au contraire, les deux séries secondaires ont des groupements à écarts constants qui révèlent la nature fondamentale du doublet ou triplet; de la grande parenté de la série principale avec la deuxième série secondaire on peut alors conclure à l'existence d'une série unique de raies doubles ou triples, et non de deux ou de trois séries de raies simples.

Il est donc probable que les doublets ou les triplets des séries spectrales sont émis par un même système vibrant; on doit alors pouvoir mettre en évidence les liaisons qui existent entre les degrés de liberté et déterminer la nature de ces liaisons.

38. La magnéto-optique avait fourni beaucoup de résultats fort curieux dans l'étude de raies complexes, mais la variété et la complication des résultats étaient défavorables à l'établissement d'une théorie. C'est Paschen et Back qui ont songé les premiers à entreprendre une étude systématique en s'adressant à des cas remarquablement simples de raies multiples, d'une part à des raies simples de l'hélium accompagnées de satellites, d'autre part à des doublets et à des triplets de séries. L'étude des phénomènes magnéto-optiques de raies doubles ou triples formant une grande partie de ce travail, il est nécessaire de donner d'abord un historique de la question en insistant sur les phénomènes analogues à ceux que j'aurai l'occasion de décrire plus complètement dans des cas simples.

39. Michelson [1] le premier a trouvé des actions remarquables sur un certain nombre de raies, mais elles étaient loin de constituer un phénomène important au moment où il les a découvertes; aussi il ne leur a guère prêté d'attention et ne les a signalées que d'une façon assez obscure. Il avait remarqué que les décompositions magnétiques donnent trois groupes de composantes : au milieu se trouve un groupe de composantes parallèles, et à chaque bord, un groupe de composantes perpendiculaires. Il classe les raies naturelles en trois catégories d'après le nombre de composantes qu'il sépare dans chacun de ces groupes; « une quatrième catégorie fut ajoutée pour comprendre les cas où une raie large ou complexe était simplifiée ou rétrécie dans le champ magnétique. Pour la raie du cuivre et la raie du manganèse, ceci n'est vrai que de la composante centrale du triplet et non du groupe tout entier ». Ces faits sont dignes d'attirer l'attention et

---

[1] Michelson, *Nature*, t. LIX, 1899, p. 440.

d'être étudiés en détail, maintenant que beaucoup de points fondamentaux sont mieux connus.

40. Wendt [1] étudie des raies du mercure qui sont complexes et accompagnées de satellites : les satellites disparaissent dans des champs magnétiques suffisants. Par exemple, le satellite $\Delta\lambda = -0{,}232$ de la raie Hg ($\lambda = 5461$) donne deux composantes n et deux composantes p. Ne s'occupant que de ces deux dernières, Wendt montre que la composante qui s'écarte de la raie s'affaiblit en même temps et disparaît quand le champ atteint 10 000 gauss; l'autre devient au contraire de plus en plus intense et ne se sépare plus de la raie à partir du moment où elle s'est jointe à elle.

La raie Hg ($\lambda = 3984$) est un quadruplet naturel accompagné de satellites qui disparaissent dans un champ assez faible, tandis que la décomposition magnétique de la raie même fournit deux triplets comme si deux composantes du quadruplet naturel étaient disparues.

La raie Hg ($\lambda = 4078$) est également un quadruplet naturel accompagné de satellites qui disparaissent dans le champ magnétique; celui-ci décompose le quadruplet naturel de façon que les vibrations p soient rassemblées en une seule, tandis que les composantes n sont complexes. Ce cas rappelle les observations de Michelson.

41. Wali-Mohammed [2] a fait des constatations analogues et a pu faire des déterminations quantitatives. Le satellite $\Delta\lambda = -0{,}026$ de la raie Cd ($\lambda = 5086$) est déplacé par le champ magnétique vers la raie principale et dans un champ de 600 gauss « gerät sozusagen in die Hauptlinie »; mais la raie principale étant elle-même

---

[1] Wendt, *Ann. de Phys.*, t. XXXVII, 1912, p. 535.

[2] Wali-Mohammed, *Ann. der Phys.*, t. XXXIX, 1912, p. 225.

décomposée, le sens de cette phrase n'est pas très clair.

Le satellite $\Delta\lambda = -0{,}029$ de la raie Bi ($\lambda = 4722$) non décomposée par le champ se déplace vers la raie principale et se confond avec elle pour ne plus s'en séparer; cela se produit dans les deux polarisations, mais l'auteur ne dit pas si la résultante est la même dans les deux polarisations.

42. De tous les phénomènes décrits je n'ai retenu que ceux qui ressemblent le plus à mes propres observations; on voit combien leur diversité est trop grande pour qu'on puisse en tirer parti avant d'avoir fait l'étude systématique commencée par Paschen et Back.

43. Ces savants [1] ont montré que les raies simples de l'hélium accompagnées d'un satellite donnent un triplet normal à la différence près que la composante n dont s'approche une composante n du satellite semble repoussée par elle, elle se trouve écartée ou rapprochée de la composante p, suivant que la composante du satellite l'approche depuis l'intérieur ou depuis l'extérieur. Les expériences de Paschen et Back sur le triplet $\lambda = 3947$ de l'oxygène ont une très grande portée; la distance des raies extrêmes ($\Delta\nu = 1{,}80$) est à peu près la même que celle des composantes magnétiques n extérieures de chacune des raies dans un champ de 10 000 gauss. On peut donc facilement leur donner un écart notablement plus grand que celui des composantes extrêmes du triplet naturel. Le phénomène de Zeeman, normal dans un champ faible, devient anormal quand les composantes magnétiques commencent à se traverser; il est tout à fait anormal dans un champ beaucoup plus grand : avec 35 000 gauss on n'a plus qu'un triplet dont la composante centrale (p) est

[1] Paschen et Back, *Ann. der Phys.*, t. XXXIX, 1912, p. 897, et t. XL, 1913, p. 960.

fine; les composantes latérales (n) sont au contraire larges (environ 0,25 angström), tandis que les raies naturelles n'ont que 0,08 angström et elles sont incomplètement polarisées; leur écart est presque exactement l'écart normal. Il reste pourtant encore quelque chose des composantes extrêmes prévues par la règle de Preston, mais elles disparaissent complètement dans un champ de 40 000 gauss qui rend les composantes extérieures plus fines et leur donne exactement l'écart normal; il semble bien résulter des expériences que le terme final de cette transformation est le triplet normal.

44. Il était très important de chercher si l'on peut observer un phénomène analogue sur les doublets; les seuls sur lesquels l'expérience puisse être tentée actuellement avec l'espoir de suivre la transformation sont les doublets naturels 3303 et 2853 de la série principale du sodium à laquelle appartiennent aussi les raies D. En effet les doublets les mieux connus sont ceux des métaux alcalins et l'on sait que leur écart augmente avec le poids atomique; ceux du lithium sont trop serrés et ne sont dédoublés que depuis peu [1], ceux des séries secondaires du sodium sont aussi écartés que les raies D, et par suite trop larges, il fallait donc prendre des termes de la série principale de rang plus élevé que les raies D; or les raies de chaque série sont d'autant moins nettes et d'autant moins intenses que leur numéro d'ordre est plus élevé et, pour le quatrième doublet, je n'ai pas pu en obtenir de photographie assez nette pour affirmer que les raies y étaient bien séparées. Par contre, le spectrographe à ultraviolet et les électro-aimants puissants que M. P. Weiss avait mis à ma disposition me plaçaient dans des conditions particulièrement favorables pour les doublets 3303

---

[1] Zeeman, *Proc. K. Akad. v. W. Amsterdam*, 1913, p. 1130.

et 2853. M. Paschen m'a proposé de poursuivre avec ces instruments l'étude du premier dans un champ plus intense que celui employé par Back et de reprendre complètement celle du doublet 2853. L'étude de ce dernier peut être poussée plus loin parce qu'il est plus étroit, mais la petite longueur d'onde et sa faible intensité étaient des conditions défavorables pour un réseau même excellent comme celui de Tübingen.

45. Back avait mis au point une méthode qui permet d'obtenir les raies du sodium fines et néanmoins intenses; je le remercie vivement de l'obligeance avec laquelle il m'a montré sa manière d'opérer et m'a évité ainsi de longs tâtonnements. Je crois utile de décrire ici sa méthode, car elle est très commode et susceptible d'être généralisée, comme il l'a montré lui-même. Les raies étaient émises par une étincelle éclatant entre deux charbons imprégnés d'un alliage de sodium et d'argent : 40^g de nitrate d'argent et 20^g de nitrate de sodium étaient fondus dans leur eau de cristallisation ou même un peu plus d'eau; les lamelles de charbon [1] au préalable dépolies par une lime ou du papier de verre sont chauffées au rouge, puis trempées dans le mélange des nitrates fondus; on les retire puis on les sèche au-dessus d'une flamme de bec Bunsen en faisant glisser le liquide le long des charbons de manière qu'il forme une couche bien régulière en séchant. On continue à chauffer avec précaution après la dessiccation. Brusquement se produit en un point une vive réduction accompagnée d'incandescence. Celle-ci se propage le long du charbon pourvu qu'on le déplace lentement au-dessus de la flamme. Cette méthode

[1] Ces lamelles de charbon aggloméré qui peuvent rendre de grands services aux spectroscopistes étaient fournies par la maison Gebruder Siemens u. C. à Lichtenberg b. Berlin. Elles avaient 6^{cm} de long, 6^{mm} de large et 1^{mm} d'épaisseur.

possède de grands avantages : l'emploi d'un alliage où il y a assez peu de sodium donne les raies de ce métal fines; pour leur donner un grand éclat, il suffit d'augmenter l'énergie dépensée dans la décharge; cette condition ne saurait être réalisée avec les métaux, encore moins avec les alliages qui fondent trop facilement, tandis qu'il n'y a rien de pareil à craindre avec des électrodes de charbon.

Pour opérer dans des entrefers très réduits, je sciais les lames de charbon dans le sens de la longueur et les limais de façon à réduire leur épaisseur à $0^{mm},6$. Une électrode était alors constituée par un charbon imprégné de sodium tenu verticalement dans une petite pince de cuivre et appliqué contre une pièce polaire dont il était séparé par une feuille de mica; l'autre électrode était un fil de cuivre aplati et tendu horizontalement contre l'autre pièce polaire. On ne peut guère descendre, pour la largeur de l'entrefer, au-dessous de 2^{mm}, mais les difficultés sont très considérables quand on doit rendre l'étincelle très lumineuse; les électrodes sont si voisines qu'elles viennent souvent au contact, soit parce que la chaleur déforme l'isolant, soit parce que des particules arrachées au charbon les mettent en court circuit; souvent l'isolant est brûlé par la haute température nécessaire pour obtenir une grande intensité; enfin le charbon doit être pris si mince qu'il s'use très vite et qu'on doit continuellement régler l'étincelle. L'entrefer ne peut être pris inférieur à 2^{mm} que si la source lumineuse est assez intense pour que la durée de la pose ne dépasse pas une demi-heure.

46. Le circuit de décharge était alimenté par un transformateur Siemens et Halske de 110 volts primaire, 5000 volts secondaire; il comprenait une capacité de 100^{cm} et une self induction de 0,15 henry et de 3,8 ohms; toutes les connexions étaient faites avec du câble isolé de 2^{mm} de diamètre très peu résistant.

II. — Résultats des mesures.

47. *Le doublet* 3303. — Les raies ont pour longueurs d'onde 3302,47 et 3303,07. Mes mesures ont donné un écart supérieur à la plupart de ceux que l'on a indiqués jusqu'à maintenant et qui oscillent de $\Delta\lambda = 0,55$ à $0,67$. J'ai trouvé

$$\Delta\lambda = 0,625 \qquad \text{soit} \qquad \Delta\nu = 5,73;$$

cette valeur est en particulier plus grande que celle calculée par Ritz : $\Delta\lambda = 0,57$.

48. Dans un champ magnétique assez faible la règle de Preston est valable et la décomposition se produit conformément au schéma de la figure 3, où les notations sont les mêmes que dans les figures 2 et 4. Si la règle de Preston était encore valable, c'est dans un champ de 40 000 gauss que les composantes extrêmes n viendraient en contact. La belle reproduction de Back [1] montre clairement une anomalie importante de l'intensité dans un champ de 35 000 gauss, mais on y reconnaît déjà une anomalie dans les positions des composantes : $a_2 a_1$ est nettement plus petit que $a'_2 a'_1$, Back ne s'étant d'abord pas arrêté aux anomalies de position, j'en avais entrepris une étude systématique ignorant qu'il faisait de son côté les mêmes recherches. L'essentiel de ses résultats a été publié par Voigt [2] à qui ils ont servi de base pour sa théorie de l'effet Zeeman anormal sur les raies du type des raies D. Les résultats de Back sont en bon accord avec les miens obtenus dans des champs plus intenses de 41 130, 45 500 et 47 600 gauss.

49. La photographie des raies en dehors du champ

---

[1] Back, *Ann. der Phys.*, t. XXXIX, 1912, p. 897.
[2] Voigt. *Ann. der Phys.*, t. XLII, 1913, p. 210.

magnétique demandait seulement 5 minutes; elle en demandait 20 quand le champ agissait. Les anomalies d'intensité s'accentuent quand le champ augmente : b_1 est bien plus intense que b'_1, a'_1 est un peu plus intense que a_1, b_2 et a'_3 sont plus intenses que b'_2 et a_3.

50. Je n'avais pas photographié sur les clichés les raies du fer, car je comptais pour les mesures absolues sur les bandes de l'azote qui sont photographiées en même temps, mais nous verrons plus loin qu'elles sont modifiées par le champ. Les composantes de D_1 restent symétriques par rapport à une même position à laquelle on peut rapporter toutes les longueurs d'onde; les

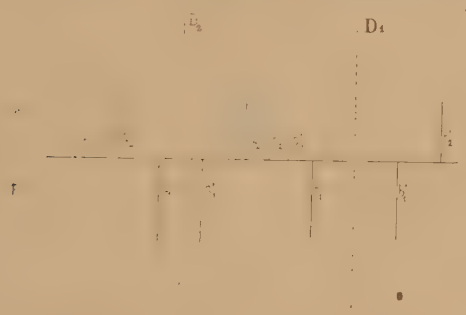


Fig. 3. — Décomposition magnétique du doublet naturel 5303 du sodium d'après la règle de Preston (H = 45500 gauss). Les droites verticales représentent les composantes, elles ont une longueur proportionnelle à l'intensité; les droites horizontales séparent ce qui se rapporte aux vibrations parallèles au champ (p) de ce qui se rapporte aux vibrations perpendiculaires (n).

expériences sur le doublet 2853 montrent que cette approximation est légitime. Je résume le résultat des mesures dans le Tableau suivant où les cases laissées en blanc correspondent aux mesures rendues impossibles par la coïncidence de deux composantes. Les longueurs d'onde sont comptées depuis $\lambda = 3303,07$ en admettant

que l'écart des raies vaut 0,625 angström. Les écarts sont exprimés en millièmes d'angström.

Composante.	Écart observé.	Écart théorique.	Différences.
	1. 41130 *gauss.*		
b'_2	+ 299	+ 279	+20
b'_1	+ 137	+ 139	— 2
b_1	— 137	— 139	+ 2
b_2	— 286	— 279	— 6
a'_3	»	— 277	»
a'_2	— 410	— 416	+ 6
a'_1	— 569	— 556	—13
a_1	— 705	— 694	—11
a_2	— 833	— 834	+ 1
a_3	— 981	— 973	— 8
	2. 45500 *gauss.*		
b'_2	+ 317	+ 309	+ 8
b'_1	+ 152	+ 154	— 2
b_1	— 152	— 154	+ 2
b_2	»	— 309	»
a'_3	»	— 239	»
a'_2	— 380	— 393	+13
a'_1	— 583	— 548	—35
a_1	— 719	— 702	—17
a_2	— 853	— 857	+ 4
a_3	—1023	—1011	—12
	3. 47600 *gauss.*		
b'_2	+ 321	+ 324	— 3
b'_1	+ 165	+ 162	— 3
b_1	— 165	— 162	+ 3
b_2	— 324	— 324	0
a'_3	— 249	— 220	—29
a'_2	— 389	— 382	— 7
a'_1	— 579	— 544	—35
a_1	— 747	— 704	—43
a_2	— 862	— 868	+ 6
a_3	—1036	—1030	— 6

Pour la discussion de ces résultats, il faut tenir compte de la difficulté des mesures : $\frac{1}{1000}$ d'angström correspond à 1^{μ}, il n'y a donc lieu de tenir compte des anomalies que quand elles sont systématiques. C'est ainsi que les pointés sur b'_2 dans le champ de 41 130 gauss donnent un résultat que la comparaison avec les autres pointés permet de laisser de côté. D'autres pointés sont forcément douteux, par exemple ceux des composantes a'_2 et b_2 qui sont très voisines l'une de l'autre; cependant les valeurs obtenues pour les écarts correspondants sont en bon accord dans les trois Tableaux.

51. Les anomalies qui se dégagent le plus nettement de ces mesures sont les suivantes :

1° Les composantes p de D_2 s'écartent de D_1.

2° $a_2 a_3$ est anormalement grand, $a'_2 a'_3$ est anormalement petit, et ces deux anomalies sont dues à un faible déplacement de a_3 et a'_3 qui les écarte de D_1, tandis qu'au contraire a_2 et a'_2 semblent se rapprocher de D_1. Ces anomalies sont à rapprocher de celles que j'ai déjà signalées et qui portent sur l'intensité.

52. *Le doublet* 2853. — Il est beaucoup moins intense et moins net que le précédent; on n'avait pas encore réussi à observer ses composantes distinctes : elles se renversent trop facilement pour qu'on puisse augmenter leur intensité sans augmenter aussi leur largeur. Le procédé de Back me les a données fines et la plaque était bien impressionnée par une pose de 20 minutes. Sur mes clichés, elles étaient distantes d'environ $0^{mm},3$, elles se prêtaient donc à une bonne détermination de leurs longueurs d'onde que j'ai trouvées égales à

$$D_1 = 2853,031; \qquad D_2 = 2852,828;$$
$$\Delta\lambda = 0,203; \qquad \Delta\nu = 2,49.$$

La formule calculée par Ritz lui avait donné

$$2853,01 \quad \text{et} \quad 2852,84; \qquad \Delta\lambda = 0,17.$$

La différence est de même sens que sur le doublet 3303, mais déjà plus importante.

53. L'aspect des raies de ce doublet 2853 est le même que celui des autres raies de la série, D_2 est plus intense que D_1. Ici la suite des anomalies peut être suivie beaucoup plus loin que sur le doublet 3303; les composantes magnétiques, résultant de la décomposition magnétique conformément à la règle de Preston, seraient déjà en contact dans un champ de 18 000 gauss. Par contre l'étroitesse du doublet formé de raies moins fines que les précédentes crée une difficulté de plus; il devient en effet nécessaire de séparer et de pointer des composantes très voisines que l'examen ordinaire à la loupe ne permet pas de séparer. On y arrive pourtant en faisant pour ainsi dire de la spectrophotométrie; le microscope qui sert à faire les pointés porte comme réticule deux fils parallèles entre eux et aux raies à pointer; les fils n'ont pas besoin d'être fins. Si leur distance est un peu supérieure à l'image d'une raie large fournie par l'objectif, on apprécie très bien le moment où la partie la plus intense de cette image est exactement au milieu entre les deux fils du réticule, grâce à l'exagération des contrastes que produisent les deux fils très noirs.

En variant les conditions de cette mesure de toutes les façons possibles (partie de la plaque visée, grossissement, dimensions du réticule), on arrive à faire des mesures bien concordantes dans les cas les plus défavorables. Il faut surtout prendre soin de faire les mesures sur différentes parties de la photographie; sans cette précaution, les irrégularités du noircissement de la plaque peuvent entraîner d'importantes erreurs et même faire voir des

composantes qui n'existent pas. Les expériences ont été faites dans trois champs de 34 000, 44 500 et 49 400 gauss, à trois époques très différentes et avec trois aimants différents. Le champ de 34 000 gauss était obtenu dans l'électro-aimant de petit modèle; les plaques employées étaient les plaques Lumière étiquette violette. La deuxième expérience a été réalisée avec les mêmes plaques et un électro-aimant de grand modèle. La troisième n'a été possible que grâce à la préparation par de Freudenreich, au laboratoire de M. P. Weiss, de pièces polaires en ferro-cobalt assez pur, qui ont réalisé le champ de 49 400 gauss dans un entrefer de 2^{mm}, les surfaces frontales des pièces polaires avaient 3^{mm} de diamètre [1]. L'étincelle pouvait alors être réglée sans peine et j'obtenais assez facilement un régime stable. Un autre progrès était l'emploi des plaques Hauff ultra rapid qui me paraissent avoir une sensibilité un peu plus grande, présenter de meilleurs contrastes et supporter sans se voiler un plus long développement.

54. 34 000 *gauss.* — L'intérêt de cette expérience est de montrer que la décomposition est déjà anormale et

---

[1] Malgré les difficultés de l'expérience dans un tout petit entrefer, j'avais voulu la tenter dans un entrefer de $1^{mm},5$ à un moment où le ferro-cobalt n'avait pas encore été coulé en pièces homogènes de dimensions notables. J'avais obtenu pour chaque polarisation un cliché qui paraissait acceptable; la photographie des vibrations p ne révélait les trois composantes a_1, a'_1 et b'_1 (voir *fig.* 4) que par un maximum d'intensité très marqué en a'_1, une grande largeur et une notable dissymétrie; le cliché contenant les vibrations n ne donnait rien des composantes b_2 et b'_2; la composante a_2 y était très intense, a'_2 et a'_3 étaient très faibles et n'étaient pas séparées (*C. R.*, *Acad. Sc.*, t. CLVI, 1913, p. 1459). Le renforcement des plaques doit être fait avec une grande prudence; il facilite souvent les pointés, mais il peut entraîner, comme c'est le cas ici, de grosses erreurs sur l'évaluation des intensités.

présente les mêmes caractères que la décomposition des raies 3303 précédemment étudiées. Je reproduis ici (*fig.* 4) un schéma qui rend compte autant que possible

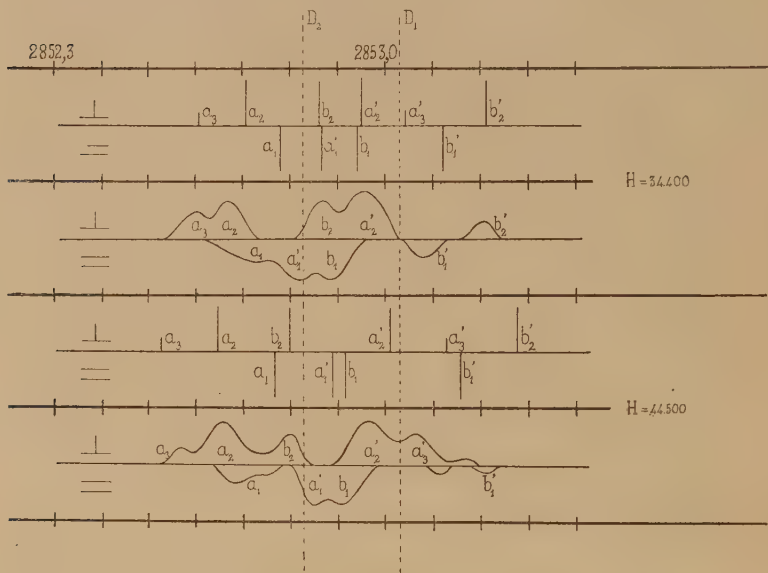


Fig. 4. — Décomposition magnétique du doublet naturel 2853 du sodium. Les droites verticales représentent les positions théoriques des composantes, avec une longueur proportionnelle à leur intensité, les courbes représentent les intensités évaluées sur les clichés. Les droites horizontales séparent ce qui se rapporte aux vibrations électriques parallèles au champ (═) de ce qui se rapporte aux vibrations perpendiculaires (⊥).

des résultats des mesures. L'intensité est seulement estimée au jugé; les vibrations p et n étant observées sur des clichés distincts, il n'est pas possible de comparer leurs intensités.

On voit d'après ce schéma que b'_2 et b'_1 sont beaucoup moins intenses que b_2 et b_1; a_1 est notablement déplacé vers le violet et fortement affaibli tout en devenant très diffus; a'_2 et a'_3 ne sont plus séparés, tandis que a_2 et a_3 le sont nettement.

Les positions observées et calculées pour les composantes sont résumées dans le Tableau suivant:

34 400 *gauss*.

Composante.	Position mesurée.	Position calculée.
a_3	2852,60	2852,61
a_2	2852,67	2852,697
a_1	2852,73	2852,784
a'_1	2852,82	2852,872
a'_2	2852,96	2852,959
a'_3		2853,046
b_2	2852,87	2852,857
b_1	2852,88	2852,944
b'_1	2853,087	2853,118
b'_2	2853,21	2853,205

55. 44 500 *gauss*. — Les mesures sont beaucoup moins sûres, elles confirment le déplacement des raies a_1 et a'_1 qui s'écartent de D_1, a'_1 et b_1 sont à peine séparées, a_1 est très élargi.

56. 49 400 *gauss*. — Cette expérience a été faite dans de meilleures conditions que la précédente; il y a en effet moins de composantes à pointer et elles sont plus écartées. C'est elle qui a la plus grande importance parce qu'elle marque une nouvelle étape dans la transformation du phénomène de Zeeman normal en un phénomène anormal. La décomposition est devenue tout à fait anormale et la comparaison de la photographie obtenue (voir *fig.* 6, p. 60 et *Pl. I*, *fig.* 1 et 2) avec ce que ferait prévoir la règle de Preston montre des différences considérables; a_3 et b'_1 sont complètement disparues, a'_3 est venu tout près de a'_2 et a une intensité anormalement grande; b'_2 est presque disparue, elle est à peine indiquée sur la reproduction; a'_1 et b_1 ne donnent qu'une raie très large; enfin a_1 est anormalement faible et large. A la question qui se posait au début de cette recherche : y a-t-il acheminement

vers le triplet normal ? On ne peut répondre par l'affirmative. Il est bien vrai que le schéma est devenu plus simple : a'_2 et a'_3 semblent sur le point de se confondre, b'_2 disparaît ainsi que a_1 ; d'autre part, la distance de a_2 au groupe a'_2 a'_3 est presque l'écart normal, et le maximum d'intensité dans les composantes p s'est déplacé vers leur milieu depuis la position que prévoit la règle de Preston (2852,9). Mais la présence de b_2 et l'élargissement de a'_1 b_1 ne semblent pas compatibles avec une préparation au triplet normal. Une interprétation de ces résultats va nous être donnée par la théorie de Voigt.

III. — La théorie de Voigt.

57. La théorie de Voigt des transformations successives de la décomposition magnétique des doublets du type que j'ai envisagé ici est passée par trois étapes.

58. I. Elle a d'abord [1] été une théorie des phénomènes complexes donnés par une seule raie. Elle part de l'hypothèse que chacune de ces raies est émise par plusieurs électrons liés, et que les liaisons sont données par une généralisation de la formule de Lorentz; malheureusement l'interprétation physique de cette généralisation n'a pas encore été faite et paraît très difficile. Au lieu d'étudier l'émission par les électrons, Voigt étudie l'absorption qu'ils produisent sur un rayon lumineux où le vecteur électrique est X, Y, Z. Si la source absorbante est placée dans un champ magnétique H dirigé suivant l'axe Oz, les équations de Lorentz deviennent

$$\begin{aligned} mx'' + hx' + kx + gy' &= e\mathrm{X}, \\ my'' + hy' + ky - gx' &= e\mathrm{Y}, \\ mz'' + hz' + kz \qquad &= e\mathrm{Z}, \end{aligned}$$

---

[1] Voigt, *Elektro. u. Magnetooptik*. Teubner, Leipzig, 1908.

où

$$g = -\frac{e\mathrm{H}}{c}.$$

Voigt les remplace, dans le cas de trois électrons liés, par :

$$(1)\quad \left\{\begin{aligned} &mx''_1 + kx_1 + f_{1.1}x'_1 + f_{1.2}x'_2 + f_{1.3}x'_3 + g_{1.1}y'_1 + g_{1.2}y'_2 + g_{1.3}y'_3 = e\mathrm{X},\\ &my''_1 + ky_1 - g_{1.1}x'_1 - g_{1.2}x'_2 - g_{1.3}x'_3 + f_{1.1}y'_1 + f_{1.2}y'_2 + f_{1.3}y'_3 = e\mathrm{Y},\\ &mz''_1 + kz_1 + h_{1.1}z'_1 + h_{1.2}z'_2 + h_{1.3}z'_3 = e\mathrm{Z}, \end{aligned}\right.$$

et deux autres groupes analogues obtenus en permutant les indices 1, 2 et 3.

Les relations

$$\begin{aligned} h_{j.j} &= h, & h_{j.k} &= -h_{k.j},\\ f_{j.j} &= f, & f_{j.k} &= -f_{k.j},\\ g_{j.j} &= g, & g_{j.k} &= -g_{k.j}, \end{aligned}$$

sont imposées par la symétrie du milieu et par la valeur nulle du travail produit par le champ magnétique; tous ces coefficients, sauf h et f, sont proportionnels au champ magnétique.

59. Mais ici on ne fait encore intervenir que des électrons ayant la même fréquence (une seule valeur de k); les expériences de J. Becquerel sur le phénomène de Zeeman dans les cristaux avaient déjà conduit Voigt à penser que les liaisons peuvent exister entre des électrons ayant des fréquences différentes; les expériences de Paschen et Back ont montré que de telles liaisons existent certainement dans les triplets et dans les doublets. Ceci a conduit Voigt à la deuxième étape de sa théorie.

60. II. Il admet [1] que les résultats de Paschen et Back pour le triplet de l'oxygène sont valables pour les doublets et prend comme base de sa théorie les deux faits suivants :

1° Les raies D_1 et D_2 sont liées entre elles et D_2 a deux

---

[1] Voigt, *Ann. der Phys.*, t. XLI, 1913, p. 403.

fois plus de degrés de liberté que D_1. La comparaison des composantes p de D_1 et de D_2 ne semble pas être en accord avec cette hypothèse, mais la contradiction disparaît si l'on suppose, ou bien que chacune des composantes p de D_2 contient deux degrés de liberté non séparés, ou bien qu'il existe deux autres composantes d'intensité nulle; nous verrons plus loin l'explication et la justification de cette hypothèse si étrange (§ 64).

2° Dans un champ magnétique très grand, le phénomène de Zeeman anormal présenté par le triplet (ou le doublet) est symétrique.

61. Ces deux conditions permettent de préciser certaines relations entre les coefficients. Les équations du mouvement (1) s'écrivent pour les axes Ox et Oy et dans le cas de trois degrés de liberté :

$$(2)\quad \begin{cases} mx''_1 + k_1x_1 + f_{1.1}x'_1 + f_{1.2}x'_2 + f_{1.3}x'_3 + g_{1.1}y'_1 + g_{1.2}y'_2 + g_{1.3}y'_3 = e\mathrm{X}, \\ mx''_2 + k_2x_2 + f_{2.1}x'_1 + f_{2.2}x'_2 + f_{2.3}x'_3 + g_{2.1}y'_1 + g_{2.2}y'_2 + g_{2.3}y'_3 = e\mathrm{X}, \\ mx''_3 + k_3x_3 + f_{3.1}x'_1 + f_{3.2}x'_2 + f_{3.3}x'_3 + g_{3.1}y'_1 + g_{3.2}y'_2 + g_{3.3}y'_3 = e\mathrm{X}; \end{cases}$$

$$(3)\quad \begin{cases} my''_1 + k_1y_1 - g_{1.1}x'_1 - g_{1.2}x'_2 - g_{1.3}x'_3 + f_{1.1}y'_1 + f_{1.2}y'_2 + f_{1.3}y'_3 = e\mathrm{Y}, \\ my''_1 + k_2y_2 - g_{2.1}x'_1 - g_{2.2}x'_2 - g_{2.3}x'_3 + f_{2.1}y'_1 + f_{2.2}y'_2 + f_{2.3}y'_3 = e\mathrm{Y}, \\ my''_3 + k_3y_3 - g_{3.1}x'_1 - g_{3.2}x'_2 - g_{3.3}x'_3 + f_{3.1}y'_1 + f_{3.2}y'_2 + f_{3.3}y'_3 = e\mathrm{Y}. \end{cases}$$

Pour les doublets du type D_1 D_2, on a $k_1 = k_2$.

Pour conduire les calculs, Voigt ajoute deux à deux les équations (2) et les équations (3) multipliées par i; en posant :

$$x_j \pm iy_j = \zeta_j, \quad \mathrm{X} \pm i\mathrm{Y} = \mathbf{Z}, \quad f_{j.k} \mp ig_{j.k} = h_{j.k}, \quad f_j \mp ig_j = h_j,$$

les deux systèmes (2) et (3) se réduisent formellement à un seul :

$$(4)\quad \begin{cases} m\zeta''_1 + k_1\zeta_1 + h_{1.1}\zeta'_1 + h_{1.2}\zeta'_2 + h_{1.3}\zeta'_3 = e\mathbf{Z}, \\ m\zeta''_2 + k_2\zeta_2 + h_{2.1}\zeta'_1 + h_{2.2}\zeta'_2 + h_{2.3}\zeta'_3 = e\mathbf{Z}, \\ m\zeta''_3 + k_3\zeta_3 + h_{3.1}\zeta'_1 + h_{3.2}\zeta'_2 + h_{3.3}\zeta'_3 = e\mathbf{Z}, \end{cases}$$

ou, en prenant pour ζ seulement des solutions périodiques de la forme $\zeta = ae^{i\nu t}$ et en posant

$$p_j = k_j + i\nu h_j - m\nu^2,$$

$$(5n) \qquad \begin{cases} p_1\zeta_1 + i\nu h_{1.2}\zeta_2 + i\nu h_{1.3}\zeta_3 = e\mathbf{Z}, \\ p_2\zeta_1 + i\nu h_{2.1}\zeta_1 + i\nu h_{2.3}\zeta_3 = e\mathbf{Z}, \\ p_3\zeta_3 + i\nu h_{3.1}\zeta_1 + i\nu h_{3.2}\zeta_2 = e\mathbf{Z}. \end{cases}$$

62. Pour introduire plus de symétrie dans les calculs, Voigt admet en outre que chacun des systèmes ainsi considéré a lui-même deux degrés de liberté suivant l'axe Oz et il écrit la troisième équation (1) et les deux équations déduites d'elle par permutation des indices :

$$(6) \qquad \begin{cases} mz''_1 + k_1z_1 + f_{1.1}z'_1 + f_{1.2}z'_2 + f_{1.3}z'_3 + g_{1.1}\mathbf{z}'_1 + g_{1.2}\mathbf{z}'_2 + g_{1.3}\mathbf{z}'_3 = eZ. \\ mz''_2 + k_2z_2 + \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots, \\ mz''_3 + k_3z_3 + \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots; \\ m\mathbf{z}''_1 + k_1\mathbf{z}_1 - g_{1.1}z'_1 - g_{1.2}z'_2 + g_{1.3}z'_3 + f_{1.1}\mathbf{z}'_1 + f_{1.2}\mathbf{z}'_2 + f_{1.3}\mathbf{z}'_3 = e'Z, \\ m\mathbf{z}''_2 - k_2\mathbf{z}_2 - \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots, \\ m\mathbf{z}''_3 + k_3\mathbf{z}_3 - \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \end{cases}$$

Il traite ce système comme les deux systèmes (2) et (3); il obtient alors un système $5p$ identique à $5n$ au point de vue formel, mais où les coefficients p_j et h_j ont des valeurs différentes, et où

$$\zeta_j = z_j \pm i\mathbf{z}_j.$$

Il ne faut pas oublier que cette forme d'équation implique l'hypothèse importante de deux degrés de liberté suivant l'axe Oz.

63. Tous les coefficients h des deux systèmes $5p$ et $5n$ sont proportionnels au champ magnétique. Posons avec Voigt :

$$p_j = p + \pi_j, \qquad p = \frac{1}{3}(p_1 + p_2 + p_3), \qquad p_1 = p_2.$$

Cette dernière équation exprime que la raie D_2 est double. Dans les formules donnant les positions et les intensités des composantes magnétiques, nterviennent les coefficients h qui sont proportionnels au champ magnétique et gardent par suite toujours les mêmes grandeurs relatives; s'il n'y avait qu'une seule raie, donc une seule valeur pour les trois coefficients p, la décomposition serait symétrique quelles que soient les valeurs des h; la dissymétrie n'intervient que par les deux valeurs d fférentes de π. La symétrie dans un champ intense (§ 60, 2°) exige donc que les π y soient négligeables à côté des h; or π_j contient un terme

$$\mp i\left(g_j - \frac{g_1 + g_2 + g_3}{3}\right)$$

proportionnel au champ magnétique, il faut donc que ce terme soit nul et qu'on ait

$$(7) \qquad g_1 = g_2 = g_3 = g.$$

Ceci est vrai pour les systèmes ($5n$) et ($5p$), mais laisse leurs coefficients indépendants.

64. Ce premier résultat permet à Voigt d'utiliser l'hypothèse 1°; il est maintenant plausible d'admettre que la décomposition p de la raie D_2 donne un quadruplet avec deux composantes d'intensité nulle, mais dont les positions sont bien déterminées. Il a montré, en effet, dans l'étude des raies à décomposition multiple, que les composantes peuvent former deux groupes situés de chaque côté de la raie initiale et dont chacun a en position, non en intensité, un centre de symétrie qui dépend uniquement des coefficients g; l'introduction de la forme $5p$ pour les vibrations p montre que, avec l'hypothèse faite plus haut, les centres de symétrie existent aussi pour les composantes p, et dépendent uniquement des coefficients g

du système $5p$ [1]. Or l'égalité (7) montre que la position de ce centre de symétrie est la même pour les deux raies D

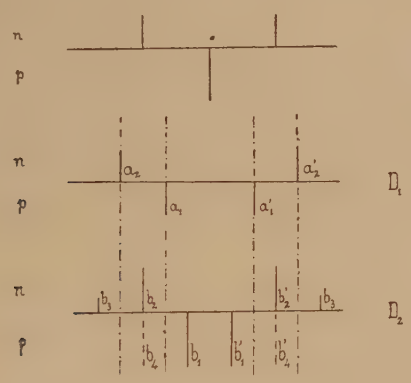


Fig. 5. — Décomposition magnétique des doublets du type des raies D d'après Voigt.

par rapport à la raie initiale. D_1 n'ayant de chaque côté qu'une composante p, celle-ci fixe la position du centre de symétrie pour D_1 et pour D_2 et détermine la position de la composante p d'intensité nulle de D_2; elle coïncide, de chaque côté, avec la composante n intérieure. Dans ce qui suit, on néglige π_j dans les champs intenses.

65. 3° Une hypothèse supplémentaire intervient alors : dans un champ très grand, la décomposition fournit un triplet. Cette condition se traduit par des équations très compliquées, dont Voigt choisit une solution particulièrement simple :

$$(8)\qquad \begin{cases} h_{2.3} = h_{3.1} = h_{1.2} = h' = f' \mp i g', \\ h_{3.2} = h_{2.1} = h_{1.3} = h'' = f'' \mp i g''. \end{cases}$$

[1] L'existence d'un centre de symétrie pour les composantes n est aussi une conséquence de la théorie de Ritz et se vérifie dans un très grand nombre de cas; au contraire, la théorie de Ritz n'indique rien de pareil pour les composantes p.

Ces relations en contiennent deux groupes distincts relatifs aux vibrations p et n; les décompositions des raies dans un champ faible permettent de déterminer les coefficients g, f' et g'.

Les données expérimentales utilisées sont les positions et les intensités des composantes magnétiques de la raie D_2. La décomposition de D_1 n'a servi qu'à fixer la position de la composante d'intensité nulle de D_2. Pour l'une des composantes p, l'intensité est nulle; pour les composantes n, Voigt admet que le rapport des intensités est égal à 3. On a alors, en appelant g_n la valeur normale de g (soit $\frac{eH}{c}$, e charge de l'électron, H le champ magnétique, c la vitesse de la lumière) :

Pour les vibrations p :

$$(9_p) \qquad g = \frac{2}{3} g_n, \qquad f' = 0, \qquad g' = -\frac{1}{3} g_n;$$

Pour les vibrations n :

$$(9_n) \qquad g = \frac{4}{3} g_n, \qquad f'^2 = 3 g'^2, \qquad g' = -\frac{1}{6} g_n.$$

Dans ces conditions l'écart du triplet prévu dans un champ très intense est normal.

66. III. A ce moment les observations faites sur le doublet 3303 et les premières observations faites sur le doublet 2853 obligent Voigt [1] à serrer les phénomènes de plus près et à voir si la théorie rend compte des faits nouveaux quand on tient compte des π qui ont été négligés jusqu'ici. Le calcul est compliqué, mais il rend bien compte des faits observés. On peut alors calculer la décomposition dans des champs de différentes grandeurs.

---

[1] Voigt, *Ann. der Phys.*, t. XLII, 1913, p. 210.

La théorie explique, *sans nouvelle hypothèse*, toutes les anomalies observées, en particulier la répulsion apparente exercée par D_1 sur les composantes p de D_2; celle-ci est certainement la plus étrange et l'on attendrait plutôt le contraire puisque le terme final de la transformation est quelque chose de très voisin du triplet normal, comme le prouve la décomposition des doublets du lithium. Néanmoins cette vérification qualitative ne suffisait pas. La dernière des expériences que j'ai décrites apporte à la théorie de Voigt une bonne confirmation quantitative, comme le montrera sa discussion.

67. Dans l'expression des résultats de cette théorie, le champ n' ntervient que par le rapport $\frac{d}{a}$ du demi écart normal d dans le champ considéré à l'écart a du doublet naturel $\left(\frac{\gamma r}{\pi_2}\right.$ de la théorie de Voigt$\left.\right)$. Dans mon expérience sur le doublet 2853 du sodium, dans le champ de 49 400 gauss,

$$a = 2,49 \text{ cm}^{-1} \qquad \text{et} \qquad d = 2,31 \text{ cm}^{-1};$$

donc

$$\frac{d}{a} = 0,928.$$

Cette valeur est très voisine de 1 et c'est la grandeur pour laquelle la vérification est la plus favorable, puisque la théorie a pour point de départ l'expérience dans des champs très faibles et très grands $\left(\text{si on les mesure par le rapport } \frac{d}{a}\right)$. La figure 6 résume mes observations [1]. Mais on se rend mieux compte de la coïncidence des résultats en comparant les longueurs d'onde observées et

[1] Sur la plupart des clichés, en particulier sur celui que j'ai reproduit dans la figure 1 de la planche I, il y avait tout près de a'_1 b_1 du côté du rouge une ombre très diffuse et très peu intense qu'il était impossible de pointer. Je l'ai laissée de côté, car elle ne s'étend pas régulièrement sur toute la hauteur de la photographie.

calculées; elles sont contenues dans le Tableau suivant :

Indication de la composante.	Longueur d'onde observée.	Longueur d'onde calculée.	Différences.
a_2.....	2852,61 (1)	2852,641	0,03
a_1.....	2852,65 (1)	2852,641	0,01
b_2.....	2852,77	2852,807	0,037
a'_1.....	de 2852,8	2852,864	»
b'_1.....	à 2852,9	2852,946	»
a'_2.....	2852,99	2853,017	0,027
a'_3.....	2853,05	2853,099	0,049
b'_2.....	2853,23	2853,325	0,095

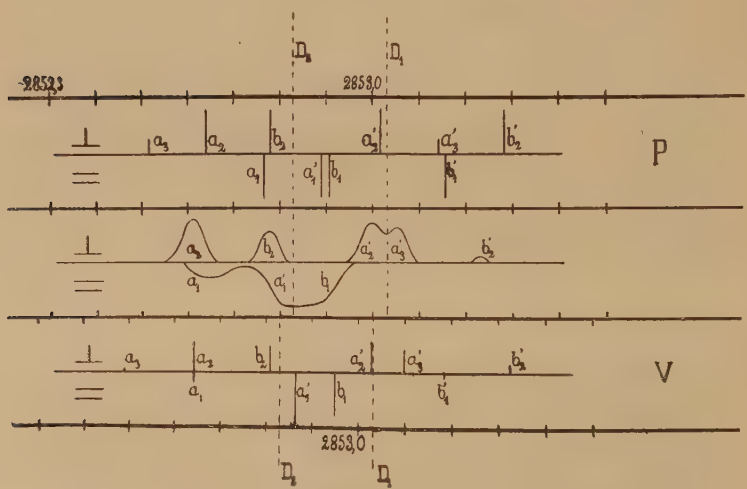


Fig. 6. — Décomposition magnétique du doublet naturel 2853 du sodium dans un champ de 49400 gauss. Les droites verticales représentent les positions théoriques des composantes d'après la règle de Preston (P) ou la théorie de Voigt (V); leurs longueurs sont proportionnelles à leurs intensités. Les courbes représentent les intensités évaluées sur les clichés. Les droites horizontales séparent ce qui se rapporte aux vibrations parallèles au champ (═) de ce qui se rapporte aux vibrations perpendiculaires (⊥).

(1) Les composantes p et n sont toujours mesurées sur des clichés distincts; je ne peux rien dire de la valeur relative de leurs intensités.

Si l'on tient compte des difficultés des mesures surtout sur des raies diffuses comme a_1, on voit que la concordance de la théorie avec l'expérience devient excellente pourvu qu'on déplace en bloc de 0,03 angström l'ensemble du système déduit de la théorie. A la fin de sa publication, Voigt signale même qu'un tel déplacement n'est nullement impossible. La plus grosse différence est la largeur des composantes p; en particulier a'_1 et b_1 ne sont pas séparées.

J'ai reproduit dans les figures 1 et 2 de la planche I deux clichés qu'on peut comparer avec les courbes de la figure 6.

68. *Discussion de la théorie de Voigt.* — La difficulté d'interprétation des liaisons est un gros inconvénient de cette théorie; c'est surtout l'introduction de deux genres de liaisons d'après la direction du champ qui échappe complètement à la compréhension.

Ces hypothèses sont néanmoins justifiées en grande partie par la confirmation du paragraphe 66 et surtout par la vérification quantitative que j'en ai donnée. Le grand nombre des constantes qui interviennent dans les équations fondamentales (2), (3) et (6) portent souvent à croire que cette théorie pourra expliquer tous les faits, mais difficilement les prévoir; aussi est-il important de faire remarquer que cette expérience qui fournit une vérification quantitative de la théorie de Voigt, et la dernière partie de cette théorie, ont été faites indépendamment l'une de l'autre et n'ont pu s'influencer en aucune façon : la théorie a donc prévu mes résultats au déplacement d'ensemble près.

Ces résultats m'avaient tout d'abord surpris, car je m'attendais à trouver quelque chose de voisin du triplet normal; par la théorie de Voigt on peut voir comment ils marquent une étape vers une décomposition voisine du triplet normal.

69. En résumé, une fois admis que les équations fondamentales ont la forme (5), il intervient les hypothèses suivantes :

1° Décomposition symétrique dans un champ intense. On peut la considérer comme démontrée par les raies du lithium.

2° Intensité des composantes extrêmes de D_2 égale au tiers de celle des composantes n intérieures. Cela est au moins douteux surtout après les expériences de Woltjer et Zeeman [1], mais on peut remplacer cette hypothèse par celle que, dans un champ intense, la décomposition se fait suivant un triplet normal; c'est d'autant plus approché que le champ est plus intense.

3° Les égalités (8) sont une condition suffisante, mais nullement nécessaire; toute autre solution des équations de condition donnerait un triplet normal dans un champ intense (à condition de négliger π_j), mais les transformations intermédiaires seraient différentes. Le fait que les équations (8) mènent à une bonne représentation de l'état intermédiaire le mieux différencié montre que ces solutions sont bien celles que l'on doit choisir au moins pour les vibrations n. Il serait vraisemblablement possible de trouver une solution qui rende mieux compte de la transformation des composantes p; la différence qui existe dans la concordance de l'expérience avec la théorie pour les deux sortes de vibrations laisse un certain doute sur la légitimité d'un traitement identique des vibrations parallèles et des vibrations perpendiculaires.

70. Au point de vue de la théorie de Voigt, mes expériences permettent d'énoncer avec une probabilité très grande pour les vibrations n, moins grande pour les vibrations p, la proposition suivante :

---

[1] Woltjer et Zeeman, *Proc. of. Kon. Ak. v. Wetens. Amsterdam*, t. XVI, 1913, p. 158.

Les électrons qui émettent les doublets du type des raies D ont entre eux des liaisons proportionnelles au champ magnétique, les coefficients des liaisons internes ($f_{j,k}$) et des liaisons externes ($g_{j,j}$ et $g_{j,k}$) se déduisent l'un de l'autre en permutant les indices 1, 2 et 3.

71. Enfin cette théorie fait implicitement une autre hypothèse que le succès confirme et qui a une grande importance, bien qu'elle soit toute naturelle. Pour arriver aux formules (9), Voigt admet que la masse des électrons qu'il considère est la même que celle des électrons ordinaires. Cette théorie a ainsi précisé l'idée vague résultant de la règle de Runge que les électrons qui émettent toutes les raies des séries sont les électrons ordinaires, sans augmentation de masse.

72. *Conclusion.* — Les résultats signalés ici doivent être rapprochés non seulement de ceux de Paschen et Back, mais aussi des observations inédites de Zeeman sur les doublets du lithium indiquées à la fin de la publication de Voigt que je viens de discuter. La théorie de Voigt a réalisé un notable progrès en un temps relativement court; comment pouvons nous espérer aller plus loin? La grandeur des champs magnétiques dont nous disposons aujourd'hui ne permet d'étudier que des doublets ou des triplets très étroits. Le perfectionnement des appareils de spectroscopie ne peut pas être d'un bien grand secours parce que la largeur des raies déjà très appréciable avec les bons appareils rend inutile une augmentation du pouvoir séparateur. Au contraire, dans des champs magnétiques très intenses, l'étude complète des doublets ou des triplets larges serait non seulement possible, mais plus facile que celle des doublets étroits dans des champs correspondants. Un électro-aimant de très grande puissance qui rendrait de grands services dans d'autres branches de la Physique

serait très précieux aux spectroscopistes; on peut prévoir que tous les complexes de raies y subiraient des modifications intéressantes et inattendues. Je montrerai dans le Chapitre suivant que de curieuses modifications se manifestent dans les bandes spectrales; quelques-unes sont nettement démontrées, mais encore trop faibles pour être utilisables; d'autres sont à peine indiquées; toutes attendent beaucoup de moyens d'action puissants.

TROISIÈME PARTIE.

CHAPITRE I.

SIMPLIFICATION DES BANDES SPECTRALES PAR LE CHAMP MAGNÉTIQUE.

I. — Généralités.

73. On ne peut pas donner des bandes une définition précise, car elle ne saurait être que l'énoncé des propriétés fondamentales que nous ne connaissons pas encore. Une parenté d'aspect a fait grouper sous ce même nom un certain nombre de spectres jamais simples, souvent d'une inextricable complication. Sur les derniers nous ne savons rien; sur les premiers nous connaissons les lois de Deslandres, et leur auteur a maintes fois insisté sur les deux points suivants : elles ne sont qu'une première approximation, et il ne peut exister de loi exacte, car il y a presque toujours des perturbations. Kayser puis d'autres spectroscopistes ont montré que la loi de Deslandres cesse d'être valable loin de la tête de la bande.

La complication des spectres de bandes implique celle de la terminologie; j'ai pris presque exactement les dénominations de Deslandres que je vais rappeler en énonçant ses lois. Je prendrai un cas particulier important pour ce travail; celui des bandes de l'azote.

74. Si l'on examine à une faible dispersion la partie du spectre de l'azote comprise entre 5000 et 2300 angstrôms, on y voit un grand nombre de zones lumineuses qui se dégradent vers le violet à partir d'une arête bien délimitée du côté rouge; je les ai représentées sur la figure 7 par les courbes de la ligne supérieure, dont les

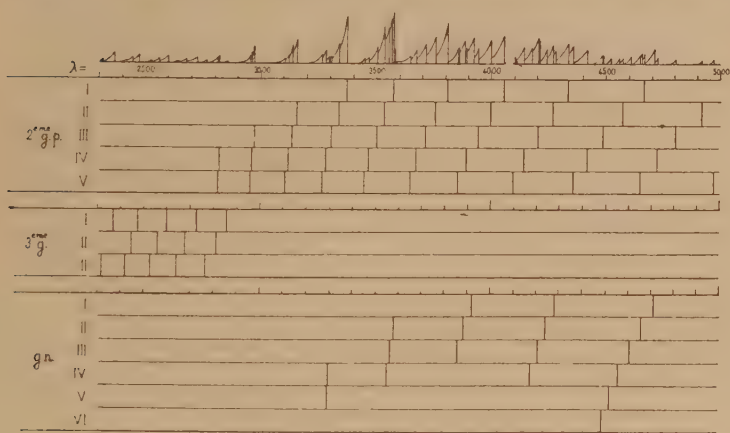


Fig. 7. — Le spectre de bandes de l'azote.

ordonnées représentent l'intensité. Chacune de ces zones est une bande. Quand plusieurs bandes empiètent l'une sur l'autre, leur ensemble prend un aspect caractéristique; je l'appelle *complexe de bandes*. C'est ainsi que l'ensemble des bandes comprises entre $\lambda = 3810$ et $\lambda = 3600$ forme un complexe.

75. *Première loi de Deslandres.* — Toutes ces bandes

sont résolues en raies fines quand la dispersion devient suffisante. La bande $\lambda = 3577$ est représentée dans l'échelle des fréquences dans la figure 8, faite d'après les données de Deslandres [1]. La case supérieure contient toutes les raies dont l'ensemble est très compliqué; les cases I à VI contiennent toutes les raies classées dans six groupements bien plus réguliers. Deslandres appelle ces groupements des *séries;* je me permettrai de les appeler des *suites*, même quand je citerai cet auteur. L'expérience m'a en effet montré qu'il est préférable, pour éviter des confusions, de réserver le mot *série* pour les séries au sens de la loi de Balmer. « Chaque suite est telle que les intervalles successifs (en fréquences) sont à peu près en progression arithmétique,...; cette loi est vérifiée malgré certaines irrégularités et perturbations qui se traduisent par une oscillation de la suite autour de la progression arithmétique; elle se traduit aussi par des intensités et des dédoublements anormaux [2] ». Ceci constitue la première loi de Deslandres.

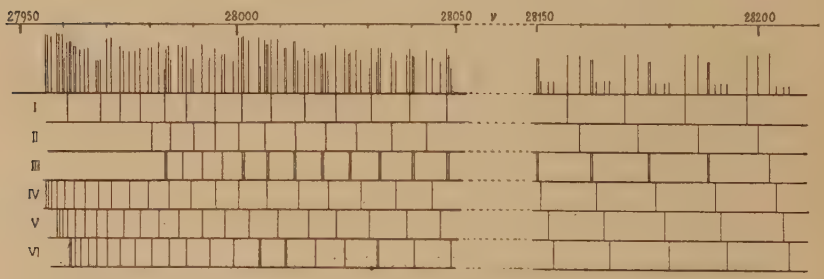


Fig. 8. — Une bande du deuxième groupe positif de l'azote.

On voit sur la figure 8 que cette bande contient six suites dont une (III) est double; pourtant l'examen de la

---

[1] Deslandres, *C. R. Acad. Sc.*, t. CXXXVIII, 1904, p. 319.
[2] Deslandres, *C. R. Acad. Sc.*, t. CIII, 1886, p. 375.

bande conduit à mettre ensemble les suites I, II, III d'une part et les suites IV, V et VI d'autre part. La figure 3 de la planche II est la reproduction d'une bande analogue à celle-là : les raies intenses sont les raies des suites I, II et III; on y reconnaît une suite de triplets intenses et une suite de triplets faibles, mais ces groupements n'ont pas une grande importance tant qu'on n'a pas mis en évidence les liaisons des composantes.

76. *Deuxième loi de Deslandres.* — Dans le spectre de l'azote, comme dans les autres spectres de bandes, beaucoup de bandes ont le même aspect d'ensemble; par exemple, toutes les bandes représentées par leurs têtes qui occupent les cases I à V de la figure 7, sont formées de deux suites de triplets; elles ressemblent à la bande 3577 dessinée dans la figure 8. Quand des « bandes se ressemblent et comprennent le même nombre de suites de raies disposées de la même manière [1] », leur ensemble forme un groupe. La partie du spectre de l'azote que j'ai dessinée contient des bandes qui appartiennent à trois groupes différents : le deuxième groupe positif qui contient six suites dont l'une au moins est double, le troisième groupe positif qui contient trois suites et le groupe négatif qui contient six suites.

Ces suites de bandes ont la propriété remarquable que les têtes des bandes obéissent à la même loi de répartition que les raies de chaque suite de raies dans les bandes, de sorte que le groupe de bandes est aux bandes ce que les bandes sont aux raies qui les composent. Tout ceci constitue la deuxième loi de Deslandres.

77. En résumé, un spectre de bandes est formé de groupes, chaque groupe est formé de suites de bandes,

---

[1] Deslandres, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 1888, p. 56.

chaque bande est formée de suites de raies. Enfin, dans chaque suite de raies ou de bandes, les intervalles entre les raies ou les têtes de bandes successives forment à peu près une progression arithmétique dans l'échelle des fréquences.

78. Il est souvent question dans les Mémoires scientifiques de doublets et de triplets. Nous devons nous attendre à trouver des groupements de raies accidentels à côté de groupements réels, c'est-à-dire émis par un système unique. La répétition de groupements semblables ne nécessite pas qu'il y ait une parenté d'origine de leurs composantes. En effet, dans deux suites d'une même bande, les intervalles correspondants sont presque égaux; il est donc naturel que si deux raies forment un doublet les raies suivantes de ces deux suites forment aussi des doublets dont l'écart varie lentement et régulièrement.

L'action du champ magnétique va dans plusieurs cas nous donner un moyen de distinguer l'un de l'autre les groupements réels et les groupements accidentels.

79. Tous les phénomènes que je vais décrire dans ce Chapitre peuvent être appelés *phénomènes de simplification :* le champ ne décompose pas les raies. Au contraire il réunit en une seule composante les raies qui composent les doublets ou les triplets naturels.

II. — Description quantitative des phénomènes de simplification.

80. Avant de donner les résultats des mesures, je donnerai une description qualitative des phénomènes observés sur plusieurs bandes : par la comparaison des différents cas, nous pourrons déjà reconnaître les caractères essentiels de la transformation.

81. *Bande verte du carbone* ($\lambda = 5165,3$). — Pour son étude dans le champ magnétique, j'ai choisi comme source lumineuse une petite flamme de chalumeau oxyacétylénique aussi peu éclairante que possible. Cette source de lumière convient admirablement pour toutes les bandes du spectre de Swan, sauf pour la bande bleue où le fond continu est trop intense. La description complète de cette bande sera donnée plus loin (§ 116); je renvoie au dessin de la figure 9 et à la reproduction figure 1, planche II, en remarquant seulement que cette bande contient une série de doublets et une série de triplets qui se resserrent quand on s'écarte de la tête; je ne peux séparer les doublets qu'au voisinage de la tête. Un champ de 40 000 gauss produit d'importantes modifications : tous les doublets sont réduits à une raie unique; les triplets subissent une transformation d'autant plus complète qu'ils sont plus étroits : au début de la transformation, les deux raies latérales se rapprochent de la composante centrale en devenant plus larges et ces deux phénomènes, déplacement et élargissement, sont d'autant plus considérables que les triplets sont plus étroits. En même temps les composantes latérales semblent devenir moins intenses, mais cet affaiblissement doit être dû uniquement à ce que l'intensité totale se trouve répartie sur une plus grande largeur.

Les triplets les plus étroits sont ramassés en une seule composante, mais elle n'est pas fine; on reconnaît encore au milieu la composante centrale fine et aux deux bords les raies latérales qui laissent un léger dégradé; il faudrait un champ plus considérable encore pour faire du tout une seule raie fine. Ne considérant que les déplacements relatifs dans un triplet, on constate que si le triplet est d'abord symétrique, il le reste; mais que s'il est d'abord dissymétrique, il le devient d'abord davantage. Ainsi l'étude dans un seul champ nous révèle les phénomènes pour des triplets d'aspects et d'écarts variables; réunis,

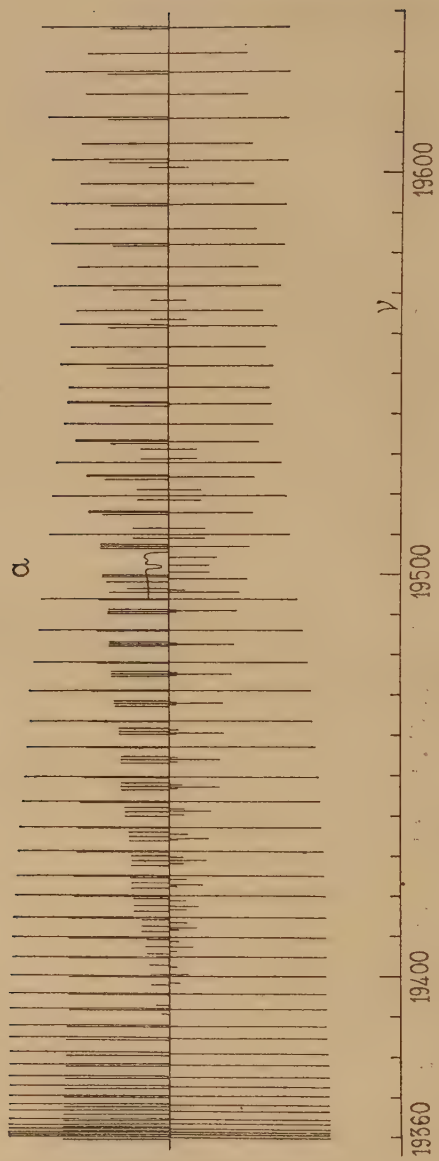


Fig. 9. — La bande verte du carbone. La partie supérieure représente la bande sans champ magnétique, la partie inférieure la bande émise dans un champ de 40 000 gauss. La longueur des raies représente leur intensité.

ils nous donnent l'image de ce qui se passe pour un même triplet dans un champ croissant et leur examen est un guide très utile pour l'étude quantitative. En augmentant le champ jusqu'à 49 000 gauss, on a seulement une simplification plus avancée. La source lumineuse était une flamme; la modification ne peut donc pas être attribuée à une modification du régime de la source lumineuse comme le champ magnétique en produit sur les décharges électriques.

82. *La bande bleue du spectre de Swan* ($\lambda = 4736$) a toutes ses raies multiples; mon spectrographe se prêtait mal à son étude, j'ai néanmoins pu constater que les raies sont toutes rendues beaucoup plus fines par un champ de 44 000 gauss, il n'y a pas de déplacement sensible de la position moyenne de chaque raie.

83. *Bande violette des carbures d'hydrogène* ($\lambda = 4390$). — Cette bande est décrite également plus loin (§ 130) et je me borne à décrire les simplifications que l'on peut suivre dans une série de champs croissants sur les reproductions de la planche III. Un grand nombre de raies sont doubles et, en dehors du champ, les doublets voisins forment des quadruplets ou des triplets. Quand le champ augmente, les raies perdent d'abord leur netteté en se rapprochant l'une de l'autre; presque toutes les raies sont simplifiées dans un champ de 20 000 gauss, mais les raies sont encore larges, une augmentation du champ les rend beaucoup plus fines, et elles sont à peine moins nettes que les raies primitives dans un champ de 40 000 gauss.

84. *Bandes du deuxième groupe positif de l'azote. Leur production.* — Comme il est actuellement très difficile de placer un tube de Geissler dans un champ magnétique considérable, ces bandes ont été obtenues par une étincelle

éclatant entre deux électrodes de cuivre réunies aux deux bornes d'un transformateur. En rapprochant considérablement les électrodes l'une de l'autre ($0^{mm},2$), on arrive à obtenir une décharge très régulière qui produit presque exclusivement les raies de l'air et presque pas celles du cuivre. Cette décharge n'est pas disruptive, mais pour ainsi dire continue; elle jaillit sans bruit même dans les champs les plus intenses et produit seulement un léger bourdonnement, comme celui d'une abeille.

Chaque électrode est entourée d'une gaine bleue que je projetais sur la fente : les électrodes deviennent très chaudes et se couvrent d'oxyde de cuivre; cet oxyde se détache au moment du refroidissement; il faut l'enlever après chaque interruption en limant les électrodes, sans quoi il fond et produit une gouttelette qui met les deux fils en court circuit.

85. J'ai déjà décrit sommairement les bandes de ce groupe de l'azote et rappelé qu'elles se composent de deux suites de triplets; je montrerai que ce sont des triplets réels. Leurs écarts diminuent depuis la tête de la bande; la suite que j'appellerai la *suite faible* (cases IV, V et VI de la figure 8) est très peu intense quand on s'écarte de la tête (elle est en particulier très faible sur la reproduction de la planche 2); elle est au contraire aussi intense que l'autre au voisinage de la tête. Les raies des cases III et VI ont été en partie dédoublées par Deslandres; je ne les séparais pas; toutefois j'ai observé des doublets dans la bande 4344 photographiée avec les prismes de verre dans les conditions les plus favorables.

En réalité, la complication est encore plus grande qu'il ne résulte de l'examen de la figure 8 à cause de la superposition d'autres bandes du même groupe ou du groupe négatif; seule la bande 3371 ne se mêle pas à d'autres.

86. Ces bandes sont les premières sur lesquelles j'ai reconnu une action du champ magnétique différente d'une décomposition; elle se manifestait par des déplacements minimes révélés par la modification de l'aspect des triplets. Il n'y avait qu'une relation grossière entre les déplacements des raies et leur groupement en suites, et ces irrégularités m'ont fait penser que le fait fondamental était d'une autre nature.

Après avoir trouvé le phénomène de simplification dans d'autres bandes, j'ai remarqué que tous les déplacements rétrécissaient les triplets de l'azote et j'ai réussi à mettre la simplification en évidence sur les triplets les moins écartés de la bande 3371. La planche II contient une photographie de ces triplets sans champ (*fig.* 3) et une photographie dans un champ de 49000 gauss. (*fig* 4). Les caractères les plus importants de cette simplification sont les mêmes que dans la bande verte du carbone; le resserrement des triplets est accompagné d'un élargissement des composantes latérales. Il y a toutefois une différence assez importante : les triplets dissymétriques deviennent d'abord plus symétriques. Cette différence peut être corrélative d'une différence dans les triplets naturels; ceux du carbone ont une remarquable simplicité : leurs composantes sont toutes simples et ont la même intensité. Il n'en est pas de même dans les bandes de l'azote. Deslandres a montré, comme je l'ai déjà dit, que l'une des composantes est double; je n'ai pas pu la dédoubler avec mon appareil, au moins dans l'ultraviolet, mais j'ai pu constater sur des clichés assez peu posés et très développés une plus grande intensité de la composante rouge que des deux autres. [1] Aussi c'est le phénomène observé

[1] J'indiquerai plus loin les faits que Deslandres et d'Azambuja ont découverts et qui sont aussi très probablement corrélatifs de la complication des triplets de ces bandes.

sur les triplets du carbone que je considère comme le seul caractéristique des triplets.

87. Dans la bande violette 4344 que j'ai photographiée avec le spectrographe de verre, j'ai constaté la simplification de doublets dont je n'ai pas cherché à connaître la nature.

88. Deslandres et d'Azambuja ont montré que toutes ces bandes contiennent une raie anormalement double occupant le milieu d'un triplet. Je n'ai examiné que l'une d'entre elles, la raie 3141,8 de la bande 3159. Elle se comporte dans le champ magnétique d'une façon toute particulière. Je décrirai sa transformation à une autre place (§ 141).

89. *Groupe négatif de l'azote.* — Les bandes de ce groupe se composent de doublets qui alternent avec des raies simples [1]. Les doublets sont si étroits que je n'ai pas pu les dédoubler dans l'ultraviolet, mais seulement avec le spectrographe de verre dans la région où il donne la meilleure dispersion; les doublets de la bande 4281 étaient alors nettement séparés, mais leur écart était si faible que je n'ai pu observer que leur simplification par le champ sans les étapes intermédiaires.

90. *Bandes du cyanogène.* — Les bandes du cyanogène appartiennent toutes à des complexes, mais sont d'une remarquable régularité. Elles sont formées de doublets et de raies simples qui alternent; bien que les deux suites de doublets et de raies simples aient la même tête, il n'y a sûrement pas de grande parenté entre elles, car l'intensité varie dans l'une et l'autre de façons très différentes.

---

[1] Deslandres, *C. R. Acad. Sc.*, t. CXXXIX, 1904, p. 1174.

De même qu'avec les bandes négatives de l'azote, je n'ai pas pu séparer les doublets dans les bandes ultraviolettes, mais seulement dans la bande 4216, grâce à la grande dispersion de l'appareil de verre dans cette région. Pour faire des mesures, j'ai dû réaliser le pouvoir séparateur maximum et remplacer l'objectif de quartz par le miroir parabolique. Le choix de la source lumineuse avait également une grande importance : le tube de Geissler est d'un emploi incommode, aux difficultés ordinaires de son emploi dans le champ magnétique venait s'ajouter la facilité avec laquelle le cyanogène se décompose et qui force à faire une circulation continue du gaz dans le tube. Une étincelle entre deux électrodes de charbon donne ces bandes, mais avec une très faible intensité et surtout avec une finesse défectueuse; pour avoir une quantité de lumière suffisante, il faudrait poser au moins 5 heures et les doublets seraient mal séparés. Mes premiers essais faits avec une étincelle m'ont seulement montré que les doublets devenaient fins, mais ils ne m'auraient pas permis de faire des mesures [1]. J'ai eu un bien meilleur résultat en produisant un petit arc dans le champ magnétique, qui n'avait pas besoin d'être bien intense à cause du resserrement des doublets et que je pouvais alors produire dans un espace assez grand. L'arc devait naturellement jaillir parallèlement aux lignes de force du champ et être constamment rallumé : il jaillissait sous une tension de 150 volts entre deux baguettes de charbon de 4^{mm} de diamètre environ; l'une d'elles était fixe, l'autre était fixée au bout d'une tige élastique, de sorte que, par de simples pressions de la main, il était possible de régler et de rallumer l'arc. La pose ne durait que 10 minutes et était beaucoup moins fatiguante qu'une

---

[1] Cette expérience a été faite également par Croze sur la bande $\lambda = 3883$ (*Ann. de Phys.*, t. I, 1914, p. 127).

pose de 4 ou 5 heures avec l'étincelle. Dans ces conditions on peut suivre la transformation des doublets, elle se produit comme celle des doublets de la bande violette des hydrocarbures que j'ai décrite plus haut.

91. Les caractères communs à toutes ces transformations sont :

1° Le resserrement des groupes de raies;

2° L'élargissement des composantes latérales suivi d'un rétrécissement quand, le champ continuant à augmenter, les raies sont venues en contact.

Les mesures quantitatives préciseront ces caractères, mais nous pouvons déjà nous rendre compte des difficultés qu'elles présentent : sur des groupements larges, les déplacements sont très faibles non seulement en valeur relative, mais aussi en valeur absolue; sur des groupements étroits, l élargissement des raies rend les mesures très incertaines; si les groupements ont une largeur telle que la simplification ne se produise que dans des champs très intenses, les conditions sont plus favorables, mais la précision des mesures reste faible puisque l'élargissement ne laisse pas beaucoup d'exactitude aux pointés.

III. — Déterminations quantitatives.

92. Les premières mesures ont été faites sur la bande des hydrocarbures où les doublets ont des écarts très variables et paraissent à première vue particulièrement sensibles au champ. J'ai fait des clichés dans des champs de 3800, 4900, 7200, 11 500, 13 900, 21 600 et 39 000 gauss. Les différents aspects sont reproduits dans la planche III. Les mesures sont impossibles dans 21 600 gauss, car les composantes diffuses sont déjà en contact, quelques doublets cessent déjà d'être mesurables dans le champ de 13 900 gauss. De 21 600 à 40 000 gauss

ne se produit pas d'autre modification qu'une augmentation de la finesse des raies simples formées par la réunion des composantes des doublets. Les résultats des mesures sont résumés dans le Tableau suivant où ν représente la fréquence du doublet (inverse de la longueur d'onde en centimètres), n la largeur du doublet naturel dans l'échelle des fréquences et δn le resserrement du triplet produit par le champ H. Je ne mesure pas directement δn, mais la largeur du doublet hors du champ (n) et dans le champ H (n_H) :

		δn.				
ν.	n.	H = 3850.	H = 4950.	H = 7230.	H = 11 500.	H = 13 900.
23 463	1,40	0,07	0,12	0,32	0,79	1,02
23 465	1,68	0,04	0,07	0,19	0,58	0,81
23 497	1,10	0,06	0,15	0,32	0,76	»
23 500	1,45	0,07	0,11	0,29	0,60	0,94
23 531	0,79	0,10	0,16	0,43	»	»
23 535	1,15	0,07	0,17	0,28	0,66	»

» signifie que le doublet était trop serré pour être mesurable.

La régularité de δn n'est pas satisfaisante; si nous comparons par exemple les doublets 23 531 et 23 535, nous voyons que δn est plus grand pour le deuxième dans le champ de 4900 gauss et plus petit dans les autres. Ces résultats ne doivent pas surprendre. Si nous admettons en effet que chaque pointé au microscope peut comporter une erreur de 2^{μ}, la mesure de n qui résulte de deux pointés comporte une erreur de 4^{μ}, la mesure de n_H comporte la même erreur et, sur $\delta n = n - n_H$, l'erreur possible est de 8^{μ}, c'est-à-dire de plus de 0,04 en fréquences.

93. La discussion se fait plus commodément à l'aide d'une construction graphique, comme dans tous les cas où la précision n'est pas grande. Il est avantageux de

porter en ordonnées $n.\delta n$ et en abscisses H^2; on est alors conduit à faire les deux remarques suivantes :

1° Les points se placent sur une droite, avec l'approximation que comportent les mesures, tant que la largeur des doublets n'est pas inférieure au tiers de la largeur primitive. Il en résulte que l'écart des doublets diminue d'abord proportionnellement à H^2;

2° Les droites obtenues s'écartent assez peu l'une de l'autre; on reconnaît ainsi que les valeurs initiales de $\frac{n.\delta n}{H^2}$, pour les doublets de cette bande, sont moins éloignées l'une de l'autre que les écarts des doublets eux-mêmes.

Le Tableau suivant donne les valeurs de $\frac{n.\delta n}{H^2}$ déduites des valeurs de n et de δn contenues dans le Tableau précédent.

		$\frac{n.\delta n}{H^2}\cdot 10^9$.				
ν.	n.	H = 3850.	H = 4950.	H = 7230.	H = 11500.	H = 13900.
23.463	1,40	7,6	6,9	8,5*	8,4**	7,4**
23.465	1,68	5,2	4,8	6,1*	7,2**	6,7**
23.497	1,1	4,3	6,7*	6,7*	6,3**	»
23.500	1,45	7,9	6,5	8,0*	6,6**	7,6**
23.531	0,79	6,1	5,2*	6,5**	»	»
23.535	1,15	6,25	8,0*	6,2*	7,6**	»

Les nombres d'une même colonne n'ont aucun rapport entre eux; ceux d'une même ligne, au contraire, représentent les valeurs que prend une même grandeur pour différentes valeurs de la variable H; ils devraient donc présenter une certaine régularité; pourtant la régularité n'est guère plus grande dans une même ligne que dans une même colonne.

Pour tirer parti de ce Tableau, il faut d'abord préciser avec quelle exactitude chaque nombre est déterminé. Nous avons vu que l'erreur sur δn peut atteindre $0{,}04^{cm^{-1}}$; en considérant les valeurs de δn, on voit que l'erreur rela-

tive sur δn et par suite sur $\frac{n.\delta n}{H^2}$ peut atteindre jusqu'à 100 pour 100 ($\nu = 23\,465$, et $H = 3850$) et peut tomber à moins de 10 pour 100. A cause de la répétition des pointés, l'erreur n'atteint jamais 100 pour 100, mais elle est très inégale. J'ai marqué d'un double astérisque les nombres obtenus avec une précision supérieure à 10 pour 100 et d'un simple astérisque ceux qui ont une précision de 20 pour 100 seulement, les autres ont une précision encore moindre.

94. On peut alors considérer au moins provisoirement $\frac{n.\delta n}{H^2}$ comme constant pour un même doublet, mais non pour tous. Un peu plus loin, nous verrons des confirmations de la constance de $\frac{n.\delta n}{H^2}$ pour un même doublet et nous verrons le rôle important que joue cette grandeur; je l'appellerai *sensibilité* du doublet correspondant.

95. Les sensibilités des doublets qui figurent dans les deux derniers Tableaux sont un peu différentes et valent à peu près :

$8\ .10^{-9}$ pour $\nu = 23.463$		$7,2.10^{-9}$ pour $\nu = 23.500$	
$7\ .10^{-9}$ » $\nu = 23.465$		$6\ .10^{-9}$ » $\nu = 23.531$	
$6,5.10^{-9}$ » $\nu = 23.497$		$7,2.10^{-9}$ » $\nu = 23.535$	

Cette bande des carbures d'hydrogène ne nous donne donc guère que des indications utiles pour les recherches ultérieures; elle nous montre l'intérêt qui s'attache à la grandeur $\frac{n\ \delta n}{H^2}$ grâce à laquelle nous reconnaissons une grande analogie non seulement dans l'allure qualitative de la simplification, mais aussi dans la sensibilité des groupements au champ magnétique. Je vais maintenant m'attacher moins à chaque groupement en particulier qu'à l'ensemble des groupements d'une même suite.

Je considérerai d'abord des suites où les écarts des groupements varient irrégulièrement, puis des suites où ils varient aussi régulièrement qu'il est possible dans des bandes. Pour les triplets, je n'envisagerai que l'écart des composantes extrêmes.

96. 1° *Groupements irréguliers.* — La bande 4344 du deuxième groupe de l'azote contient comme toutes les bandes de ce groupe deux suites de triplets. Quand on s'approche de la tête, on rencontre des doublets d'écarts croissants; quelques-uns ne sont pas influencés par le champ; on reconnaît facilement qu'ils sont formés par des raies des deux suites de triplets, voisines seulement par hasard dans un certain intervalle; les autres doublets sont simplifiés par le champ; je ne les ai observés que dans le champ de 39 700 gauss. Le Tableau suivant résume les mesures; les doublets y sont inscrits dans leur ordre naturel.

Fréquence moyenne des doublets.	n.	n_H.	$\frac{n.\delta n}{H^2}\cdot 10^9$.	
23 161,1.....	0,43	non mesurables, les doublets sont simplifiés		
23 149,3.....	0,75			
23 137,6.....	0,65	0,44	0,14	moyenne : 0,41
23 126,9.....	1,57	0,49	1,07	
23 116,4.....	0,95	0,61	0,22	
23 106,7.....	1,26	0,81	0,36	
23 097,2	1,26	0,92	0,27	

Il ne saurait être question de valeur constante pour $\frac{n.\delta n}{H^2}$; par contre, on voit que la variation de l'écart des doublets en fonction de leur numéro d'ordre est tout à fait irrégulière en dehors du champ, et se trouve rendue bien plus régulière par son action. On peut donc dire que deux phénomènes distincts existent à côté l'un de l'autre; il y a à la fois régularisation et simplification. Dans tous les cas où nous aurons à envisager une simplification, il faudra

porter notre attention aussi sur l'autre phénomène facilement masqué par le premier.

97. 2° *Groupements réguliers.* — Nous trouverons une suite régulière de doublets dans la bande violette du cyanogène et des suites régulières de triplets dans les bandes du deuxième groupe de l'azote et la bande verte du carbone. J'ai déjà dit que les triplets de l'azote sont moins simples que ceux du carbone, il faudra moins nous attacher à la transformation de chacun d'eux; mais au point de vue qui nous occupe maintenant de l'ensemble des triplets analogues, ils sont plus intéressants parce que le groupe contient un grand nombre de bandes. La bande verte du carbone fait également partie d'un groupe dont R. Komp [1] a photographié une bande de plus grande longueur d'onde. Je n'ai étudié que la bande verte, car l'autre est plus difficile à photographier avec des raies fines et que la bande verte suffisait pour donner des résultats assez nets; il sera néanmoins utile de voir si les résultats obtenus sont confirmés par l'étude de l'autre bande.

98. *Bandes de l'azote.* — Je rappelle que toutes les bandes du groupe contiennent deux suites de triplets que je désigne par les expressions triplets forts et triplets faibles (*voir* la planche II, *fig.* 3 et 4). Les triplets faibles sont plus étroits et sont simplifiés plus tôt que les triplets forts, mais leur mesure n'est possible que dans un petit nombre de cas. En effet, presque toujours deux triplets faible et fort s'enchevêtrent et la composante du triplet faible située à l'intérieur du triplet fort n'est pas mesurable à cause de la proximité d'une raie beaucoup plus intense. Le pointé de la raie intense peut être rendu lui-même très douteux par le voisinage du triplet faible :

---

[1] Rudolf Komp, *Zeitsch. f. wiss. Phot.*, t. X, 1911, p. 117.

c'est le cas par exemple pour le triplet $\nu = 30\,316{,}8$ dans le champ magnétique. Sa composante rouge est à peine déplacée, mais élargie et affaiblie. Les trois raies du triplet faible sont réunies en une raie voisine aussi intense que la composante rouge du triplet fort et très gênante pour son pointé.

99. *Bande* $\lambda = 3371$. — C'est la seule pour laquelle j'aie suivi la transformation jusqu'au bout. Les mesures portent sur des triplets d'écarts aussi différents que possible, mais toutefois assez étroits pour que δn ait une valeur notable et qu'on puisse les mesurer avec une erreur relative assez faible.

Fréquence moyenne des triplets.	n.	n_H. H = 31800.	H = 41100.	H = 49400.
29963,8....	4,11	3,77	3,56	3,23
30097,1....	3,26	2,95	2,57	2,37
30212,0....	2,71	2,38	2,18	1,92
30316,8....	2,66	2,22	1,90	»
30407.6....	2,41	1,88	1,68	»

Si l'on calcule $\frac{n.\delta n}{H^2}$ on a les valeurs suivantes :

Fréquence moyenne des triplets.	n	$\frac{n.\delta n}{H^2}.10^9$. H = 31800.	H = 41100.	H = 49400.
29963,8....	4,11	1,20	1,34	1.48
30097,1....	3,26	1,27	1,31	1,19
30212,0....	2,71	0,89	0,83	0,88
30316,8....	2,66	1,15	1,12	»
30407,6....	2,41	1,25	1,04	»

Le signe » indique que le triplet est simplifié dans le champ correspondant; j'ai déjà dit pourquoi les mesures sur le triplet 30316,8 sont toutes très incertaines; je les ai données tout de même parce que la même cause d'erreur existe sur les autres triplets voisins d'écart à peu près égal.

J'ai fait trois mesures sur des triplets faibles de la même bande; le champ valant 41 100 gauss.

Fréquence moyenne des triplets.	n.	n_H.	$\frac{n.\delta n}{H^2}\cdot 10^9$.
29980,7.....	2,51	1,58	1,38
30054,6.....	2,22	1,46	1,00
20074,5.....	2,19	1,41	1,01

J'ai également fait des mesures sur deux autres bandes du même groupe, mais dans un seul champ de 39 700 gauss.

	Fréquence moyenne des triplets.	n.	n_H.	$\frac{n.\delta n}{H^2}\cdot 10^9$.
Bande $\lambda = 3577$, triplets forts.	28.079,5...	7,44	7,15	1,36
	28.159,4...	5,38	5,01	1,26
	28.228,3...	4,61	4,13	1,40
	28.257,8...	4,32	3,84	1,31
Triplets faibles.	28.164,5...	2,77	2,14	1,10
	28.233,8...	2,56	1,89	1,25
Bande $\lambda = 3159$, triplets forts.	31.818,4...	5,96	5,62	1,28
	31.851,2...	5,50	5,16	1,18
	31.874,7...	5,19	4,79	1,31

100. *La bande verte du carbone* a été photographiée dans une série de champs croissants de 14 100, 24 600, 39 700 et 49 400 gauss; on observe très bien la suite des transformations. Pour les quatre triplets que j'ai mesurés, je donne seulement les valeurs de $\frac{n.\delta n}{H^2}$:

Fréquence moyenne des triplets.	n.	$\frac{n.\delta n}{H^2}\cdot 10^9$. H=14100.	H=24600.	H=39700.	H=49400.
19430,0....	2,50	1,54	1,25	1,23	0,79
19441,8....	1,99	1,60	1,21	»	»
19454,6....	1,63	1,27	1,26	0,84	»
19468,6....	1,46	1,10	»	»	»

101. *Discussion de ces résultats.* — Toutes ces mesures ont une précision d'environ 10 pour 100 sauf pour les cas

où le resserrement est faible, soit parce que le champ est petit, soit parce que le triplet est très écarté; pourtant on peut compter presque toujours sur une précision meilleure que 10 pour 100 à cause du grand nombre de pointés faits sur le même groupement dans les cas douteux. Pour la discussion il faut nous rappeler que la grandeur de $\frac{n.\delta n}{H^2}$, d'abord constante, diminue ensuite de plus en plus vite quand le triplet est notablement resserré; il peut donc arriver pour des triplets étroits que la valeur mesurée pour $\frac{n.\delta n}{H^2}$ soit déjà plus petite que la valeur initiale.

En examinant les Tableaux précédents, nous constatons que, malgré des différences supérieures aux erreurs possibles, la grande majorité des nombres obtenus sont très voisins de $1{,}3.10^{-9}$, non seulement pour tous les triplets de l'azote faibles ou forts, mais aussi pour les triplets du carbone. La valeur la plus différente est celle de 0,87 pour le triplet 30 212 de la bande 3371; j'ai refait sa mesure un grand nombre de fois en m'entourant de toutes les précautions possibles; la concordance de toutes les mesures qui ressort de l'examen du Tableau correspondant montre que la valeur anormalement faible de $\frac{n.\delta n}{H^2}$ ne peut être attribuée aux erreurs des pointés. Je vais montrer qu'elle est due au phénomène de régularisation dont j'ai signalé l'existence à propos des doublets irréguliers de la bande 4344 de l'azote.

102. J'ai mesuré les intervalles successifs des triplets de la bande 3371; leurs grandeurs sont les suivantes :

Fréquence des triplets spécialement étudiés.	n [1].
	4,37
	4,27
29963,8	4,14
	4,01
	3,83
	3,84
	3,58
30043,3	3,66
	3,44
	3,44
30097,1	3,24
	3,29
	3,08
	3,09
	2,94
	2,94
30212,0	2,75
	2,84
	2,67
	2,72
	2,51
30316,8	2,60
	2,31
	2,50

Si nous portons en abscisses les numéros d'ordre et en ordonnées les écarts mesurés, nous obtenons des points dont la régularité n'est pas très grande, comme on le voit sur la figure 10. On peut tracer une courbe par leurs positions moyennes; on a ainsi une valeur approchée des écarts qu'auraient les triplets s'ils variaient régulièrement tout en gardant en gros les mêmes propriétés. Nous constatons alors que le triplet 30212 est notablement trop étroit; son écart régulier serait $n = 2,84$, ce qui donnerait pour

[1] Les légères différences avec les valeurs déjà données viennent de ce que les mesures ont été refaites de façon indépendante.

$\frac{n.\delta n}{H^2}$, au lieu de $0{,}83.10^{-9}$:

$$\frac{n\,\delta n}{H^2} = 1{,}11.10^{-9} \qquad \text{pour} \qquad H = 41.100.$$

L'anomalie est en grande partie disparue.

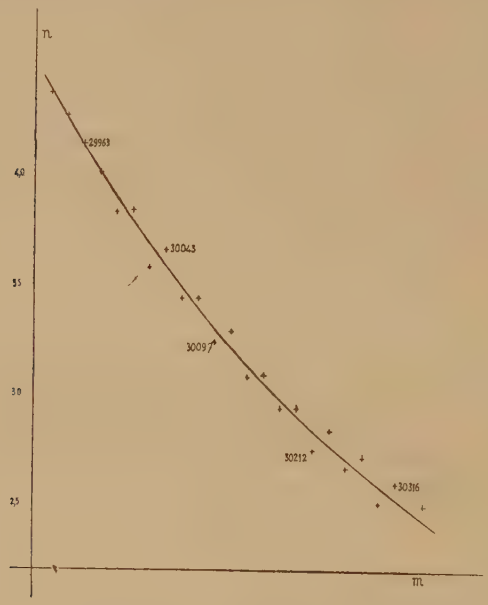


Fig. 10. — Écarts des triplets de la bande 3371 de l'azote, en fonction de leur numéro d'ordre.

Le triplet 30 097 est aussi trop étroit; en remplaçant sa valeur réelle par la valeur normale 3,30, on aurait pour $\frac{n.\delta n}{H^2}$:

$$1{,}42.10^{-9} \quad \text{avec} \quad H = 41.100,$$
$$1{,}23.10^{-9} \quad \text{avec} \quad H = 49.400.$$

Par contre, le triplet 30 316,8 est anormalement grand et la valeur régulière de son écart (2,53 au lieu de 2,66) conduirait pour $\frac{n.\delta n}{H^2}$ à une valeur beaucoup trop faible

(0,96 au lieu de 1,12 déjà trop faible), mais j'ai montré comment le voisinage d'un triplet faible simplifié avant le triplet fort voisin, et ramené à une raie forte très voisine de la composante rouge moins intense, enlève toute exactitude au pointé de cette composante. Il est alors nécessaire de voir si un triplet anormalement large et facile à mesurer est bien régularisé par le champ. Il est tout naturel de choisir le triplet 30 043 (*voir* la figure 10) dont l'écart réel est 3,66 et l'écart régulier 3,59.

Dans 41 100 gauss, l'écart est réduit à 3,00. On en déduit pour $\frac{n.\delta n}{H^2}$:

Valeur réelle

$$1,43.10^{-9},$$

valeur calculée avec $n = 3,59$

$$1,25.10^{-9}.$$

La sensibilité de ce triplet anormalement large est bien anormalement grande conformément à notre prévision et le champ produit ici aussi une régularisation.

103. *Bande violette du cyanogène.* — J ai fait la mesure du rétrécissement des deux doublets

$$\nu = 23821,8 \quad (n = 0,37) \qquad \text{et} \qquad \nu = 23905,8 \quad (n = 0,44)$$

dans un champ de 3800 gauss et j'ai obtenu pour $\frac{n.\delta n}{H^2}$ les deux valeurs presque identiques

$$2,0.10^{-9},$$
$$1,9.10^{-9}.$$

104. *Conclusions.* — L'étude qui précède montre que nous devons distinguer deux cas :

1° *Suite de doublets ou de triplets dont l'écart varie régulièrement* depuis la tête de la bande. La sensibilité est la

même pour tous les groupements d'une même bande, quel que soit leur écart. Il semble que nous pouvons aller plus loin et dire qu'elle est la même pour toutes les bandes d'un même groupe, peut-être même pour toutes les bandes d'un même corps; c'est du moins ce que semble indiquer la considération des triplets forts et faibles de l'azote dont la parenté ne nous est pas connue. Les triplets du carbone ont la même sensibilité que ceux de l'azote; c'est seulement par des mesures plus nombreuses que nous pourrons reconnaître si cette coïncidence est accidentelle ou générale.

2° *Suite de doublets ou de triplets où l'écart varie irrégulièrement* depuis la tête. Le champ produit une régularisation en même temps qu'une simplification. Les doublets anormaux, c'est-à-dire formés de raies appartenant à une suite de raies simples et exceptionnellement doubles, ont, d'après cette règle, une sensibilité irrégulière et anormalement grande. Nous verrons au Chapitre suivant que les doublets de la bande violette des carbures d'hydrogène se rangent dans cette catégorie, et nous aurons ainsi l'explication de la grandeur exceptionnelle et irrégulière des doublets de cette bande.

IV. — Une image mécanique de la simplification.

105. Une caractéristique du phénomène que j'ai décrit est l'absence de polarisation; elle semble indiquer que l'action du champ est une action secondaire. La proportionnalité des déplacements au carré du champ conduit à la même conclusion, et ces deux caractères rendent plus difficile l'établissement d'une théorie. L'élargissement des raies rappelle ce qui se passe dans les phénomènes de résonance lorsqu'il y a frottement. Je me propose de montrer que dans les simplifications des bandes par le champ, tout se passe comme si les doublets ou les triplets

étaient émis par des systèmes à 2 ou à 3 degrés de liberté entre lesquels existerait comme liaison un frottement proportionnel au champ magnétique.

106. Considérons d'abord un système à 2 degrés de liberté ayant deux périodes principales très voisines; il peut être constitué par deux systèmes rigides indépendants tels que deux pendules. Soient ω_1 et ω_2 les pulsations ($\omega = 2\pi\nu$) correspondant aux périodes principales. Un frottement très faible ne change rien; un frottement très grand équivaut à une liaison rigide, le système ne garde plus qu'une seule pulsation comprise entre ω_1 et ω_2.

Désignons par x et y les variables principales, on a

$$(1)\qquad \begin{cases} x'' + \omega_1^2 x = 0, \\ y'' + \omega_2^2 y = 0. \end{cases}$$

Introduisons une force de frottement de la forme $C(x' - y')$, C étant proportionnel au champ magnétique; nous verrons plus loin qu'il est inutile de préciser le signe de C qui n'intervient que par son carré. Les équations deviennent

$$(2)\qquad \begin{cases} x'' + \omega_1^2 x + C(x' - y') = 0, \\ y'' + \omega_2^2 y + C(y' - x') = 0. \end{cases}$$

Les deux variables x et y ne sont plus indépendantes, et les solutions primitives s'écrivent :

$$(3)\qquad \begin{cases} x = x_0 e^{i\omega'_1 t} + \beta e^{i\omega'_2 t}, \\ y = \alpha\ e^{i\omega'_1 t} + y_0 e^{i\omega'_2 t}, \end{cases}$$

x_0, y_0, α et β sont des constantes déterminées par les conditions initiales. Écrivons que les équations (2) sont satisfaites quand on remplace x et y par les termes en $e^{i\omega'_1 t}$, il vient

$$\begin{aligned} -x_0\omega_1'^2 + \omega_1^2 x_0 + iC\omega'_1 x - iC\omega'_1\alpha &= 0, \\ -\alpha\omega_1'^2 + \omega_2^2\alpha + iC\omega'_1\alpha - iC\omega'_1 x_0 &= 0. \end{aligned}$$

Pour déterminer ω'_1 et en même temps ω'_2, il suffit d'éliminer x_0 et α; écrivons ω au lieu de ω'_1, nous avons une équation du quatrième degré :

$$(4) \quad (-\omega^2 + \omega_1^2 + iC\omega)(-\omega^2 + \omega_2^2 + iC\omega) + C^2\omega^2 = 0.$$

Dans le cas qui nous occupe, il suffit d'introduire un frottement très faible pour obtenir la synchronisation; nous le reconnaîtrons plus loin. Négligeons alors les termes en C^2 au moins en première approximation, il nous reste pour déterminer ω'_1, et ω'_2 les deux conditions

$$\omega^2 - iC\omega - \omega_1^2 = 0,$$
$$\omega^2 - iC\omega - \omega_2^2 = 0,$$

c'est-à-dire

$$\omega'_1 = \omega_1 + i\frac{C}{2},$$

$$\omega'_2 = \omega_2 + i\frac{C}{2}.$$

La partie imaginaire mesure seulement l'amortissement de l'amplitude (pourvu que C soit positif); donc, en première approximation, la fréquence reste constante. Il en est bien ainsi puisque, dans les champs les plus intenses que j'ai employés, la plus grande variation de fréquence est de $\frac{1}{30000}$. Pour avoir la variation de fréquence, il nous faut une meilleure approximation. Posons $\omega'_1 = \omega_1 + \varepsilon_1$ et remplaçons ω'_1 par ω_1 dans tous les termes de (4) sauf dans $\omega'_1 - \omega_1$, nous obtenons :

$$(2\varepsilon_1\omega_1 - iC\omega_1)(\omega_1^2 - \omega_2^2 - iC\omega_1) + C^2\omega_1^2 = 0,$$
$$\varepsilon_1 = iC\frac{\omega_1^2 - \omega_2^2}{\omega_1^2 - \omega_2^2 - iC\omega_1},$$

dont la partie réelle s'écrit, en négligeant C à côté de $2(\omega_2 - \omega_1)$, ce qui n'est certainement valable qu'au début de la transformation,

$$\varepsilon_1 = -C^2\frac{\omega_1}{2(\omega_1^2 - \omega_2^2)};$$

on aurait de même

$$\varepsilon_2 = -C^2 \frac{\omega_2}{2(\omega_2^2 - \omega_1^2)}.$$

Soit pour fixer les idées $\omega_1 < \omega_2$ et soit $n = \frac{\omega_2 - \omega_1}{2\pi}$ la largeur du doublet, comme le spectrographe analyse les vibrations et donne deux raies de fréquences $2\pi\omega'_1$, et $2\pi\omega'_2$, la diminution initiale d'écart du doublet vaut

$$(5) \qquad \delta_n = \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{2\pi} = \frac{C^2}{8\pi^2}\frac{1}{n},$$

c'est-à-dire qu'elle est proportionnelle au carré du champ et inversement proportionnelle à l'écart du doublet.

107. La présence du terme amortissant $e^{-\frac{C}{2}T}$ a deux effets : il produit une diminution d'intensité des raies et les élargit.

J'ai déjà signalé l'élargissement.

Pour essayer de constater la diminution d'intensité, j'avais fait des photographies de la bande violette des hydrocarbures dans des conditions identiques avec et sans champ. En prenant une fente assez large, je pouvais avoir en un même point de la plaque l'intensité totale du doublet, que les raies soient fines ou diffuses Je n'ai pas pu constater de diminution d'intensité perceptible par un simple examen des clichés. Je vais montrer que la diminution d'intensité prévue est très faible, en choisissant un cas très voisin de ceux que j'ai envisagés ici.

Soit par exemple.

$$\nu = 25000, \qquad n = 2 \qquad \text{et} \qquad \delta n = \frac{1}{2} n.$$

Dans l'échelle des fréquences réelles (nombres d'oscillations par seconde), chacun de ces nombres doit être multiplié par la vitesse de la lumière

$$c = 3.10^{10}.$$

Cherchons au bout de quel nombre p d'oscillations l'amplitude se trouve réduite de moitié. On doit avoir

$$\frac{1}{2} = e^{-p\frac{C}{2}\frac{1}{\nu}}.$$

où ν est la fréquence réelle. Admettons que l'équation (5) soit encore valable; on en tire

$$C = 4\pi c.$$

p est alors déterminé par la condition

$$\frac{1}{2} = e^{-p.2\pi\frac{C}{25\,000.\,c}},$$

d'où l'on tire pour p la valeur approchée

$$p = 3.10^3;$$

c'est donc seulement au bout de 3000 oscillations que l'amplitude sera diminuée de moitié.

108. Pour le triplet, on peut faire une étude analogue, mais on a bien plus de latitude dans le choix des constantes ou de la nature des liaisons. Je m'astreindrai à n'introduire qu'une constante; les équations du mouvement s'écrivent alors par analogie avec (2) :

$$(6)\qquad \begin{cases} x'' + \omega_1^2 x + C(x' - y') + C(x' - z') = 0, \\ y'' + \omega_2^2 y + C(y' - z') + C(y' - x') = 0, \\ z'' + \omega_3^2 z + C(z' - x') + C(z' - y') = 0. \end{cases}$$

Conduisons le calcul comme dans le cas du doublet; posons pour fixer les idées

$$\omega_1 < \omega_2 < \omega_3$$

et

$$\omega'_1 = \omega_1 + \varepsilon_1,$$
$$\omega'_2 = \omega_2 + \varepsilon_2,$$
$$\omega'_3 = \omega_3 + \varepsilon_3.$$

Soit en outre

$$\omega_1 - \omega_2 = 2\pi c,$$
$$\omega_2 - \omega_3 = 2\pi a,$$
$$\omega_3 = \omega_1 = 2\pi b.$$

On a pour la partie réelle de ε, en première approximation :

$$\varepsilon_1 = -\frac{C^2}{8\pi}\frac{b-c}{bc},$$
$$\varepsilon_2 = -\frac{C^2}{8\pi}\frac{c-a}{ca},$$
$$\varepsilon_3 = -\frac{C^2}{8\pi}\frac{a-b}{ab}.$$

D'après les signes de ε_1 et ε_3, on voit que le triplet se resserre; le déplacement de la raie médiane, nul quand le triplet est symétrique ($a = c$), se fait dans les autres cas de façon à augmenter la dissymétrie initiale. C'est bien ce qu'on observe sur les triplets de la bande verte du carbone, même quand la dissymétrie initiale est peu accentuée. Le cas de l'azote est différent, je reviendrai sur lui au paragraphe 109.

J'ai dit que la composante médiane des triplets reste fine. Les équations du mouvement sous la forme (6) indiquent au contraire le même amortissement pour les trois composantes et, par suite le même élargissement pour chacune d'elles.

109. On peut introduire plusieurs constantes C de façon à satisfaire à des conditions données à l'avance; mais dans l'état actuel de la question, cela ne présente pas grand intérêt. Je vais envisager très rapidement une seule modification des équations primitives.

Contrairement à ce qui résulte des équations (6) la dissymétrie des triplets de l'azote augmente sous l'influence du champ. J'ai déjà signalé qu'ils sont moins simples que les triplets du carbone, et la différence de

leurs modifications doit être en rapport avec cette différence de structure. Si les trois composantes occupent les positions A, B, C (*fig.* 11) avec la dissymétrie indiquée A est la composante rouge, un peu plus intense que les autres; d'autre part, Deslandres a montré que la composante violette C est double et a même supposé que les autres

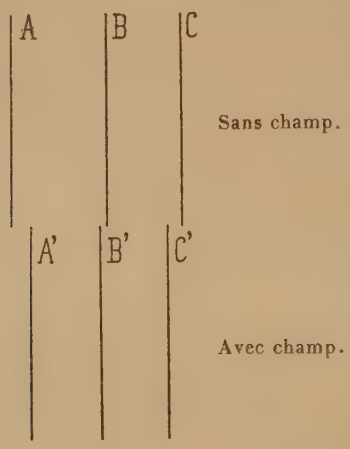


Fig. 11.

A et B pourraient bien être doubles elles aussi; dans ces conditions, on ne peut plus parler de trois degrés de liberté, mais de trois groupes de degrés de liberté, B et C en auraient le nombre p, et A en aurait un nombre un peu plus grand m. Les équations du mouvement prennent alors la forme

$$x'' + \omega_1^2 x + p\,C(x' - y') + p\,C(x' - z') = 0,$$
$$y'' + \omega_2^2 y + m\,C(y' - x') + p\,C(y' - z') = 0,$$
$$z'' + \omega_3^2 z + p\,C(z' - y') + m\,C(z' - x') = 0.$$

Il suffit que l'on ait

$$\frac{m}{p} > \frac{c}{a}$$

pour retrouver le cas des triplets de l'azote.

110. Revenons au cas des triplets les plus simples, tels que ceux du carbone; on trouve un resserrement proportionnel à C^2, c'est-à-dire au carré du champ. Ce resserrement dépend de la dissymétrie du triplet, mais jusqu'ici les difficultés des mesures suffisent à expliquer les variations de la sensibilité; d'ailleurs toutes les mesures que j'ai faites portent sur des triplets à faible dissymétrie.

Pour un triplet symétrique, on aurait

$$\delta n = \frac{3\,C^2}{8\,\pi^2 n},$$

c'est-à-dire que pour une même valeur du coefficient C, la sensibilité des doublets serait trois fois plus petite que celle des triplets. Les doublets de la bande 4344 de l'azote nous fournissent à cet égard une indication; ils ont, comme nous l'avons vu, une sensibilité très variable, mais toujours inférieure à celle des triplets; sa valeur moyenne ($0{,}41.10^{-9}$) est bien le tiers de la sensibilité des triplets.

Par contre, la sensibilité des doublets de la bande violette du cyanogène est bien trop grande pour correspondre à la même valeur de la constante C. Il semble donc que l'on ne puisse trouver par la voie que j'ai suivie une constante universelle pour toutes les bandes; il est bon toutefois de remarquer que la bande du cyanogène diffère des autres que j'ai envisagées; les écarts des doublets augmentent à partir de la tête, toutes les raies partant d'une même tête. C'est le contraire dans les bandes de l'azote et dans celles du spectre de Swan où les groupements se resserrent en s'écartant de la tête; cette tête est mal définie, puisque chaque suite de raies a sa tête propre [1]. Peut-on par cette voie trouver une constante C

---

[1] Cette distinction a déjà été faite par Konen qui appelle les bandes comme celle du cyanogène *bandes à arête*; les autres, *bandes à fausse arête*.

caractéristique d'un corps et qui pourrait être la même pour plusieurs, comme pour l'azote et le carbone? Il serait important à cet égard de mesurer la sensibilité des bandes négatives de l'azote (doublets); les doublets de la bande verte du carbone conviendraient moins bien à cause de la différence d'intensité des composantes. Pour ces deux déterminations, ma dispersion était trop faible.

V. — Conclusion.

111. Il est difficile de dire quelle importance ces phénomènes auront au point de vue théorique tant qu'on n'aura pas acquis par des recherches plus nombreuses une vue d'ensemble plus complète. J'ai indiqué à la fin du paragraphe précédent quelques expériences qu'il me paraî indispensable de faire avant d'aller plus loin. Et plus tard, nous arriverons peut-être à mettre en évidence des liaisons entre les suites de bandes d'un groupe comme entre les suites de raies d'une bande, et à voir jusqu'où va le parallélisme que la loi de Deslandres semble marquer entre ces deux suites.

112. Il semble à première vue que l'intérêt pratique de ces simplifications puisse être très grand pour l'étude des régularités dans les bandes; malheureusement elles se manifestent le mieux où elles sont le moins utiles, quand les groupements simplifiés sont naturellement serrés. Quand les groupements sont écartés, on ne peut même pas compter sur l'élargissement des composantes latérales pour les distinguer; considérons par exemple un triplet de tête de la bande 3577 de l'azote; son écart vaut environ 20 cm^{-1}; pour le resserrer de $\frac{1}{5}$ de sa largeur naturelle, il faudrait un champ de 260 000 gauss.

113. On pourrait chercher à utiliser les déplacements très faibles des raies. Même s'il existait une loi simple

entre les déplacements des raies d'une même suite, cette marche serait pénible, car elle forcerait à mesurer par différence des grandeurs très faibles; mais une telle loi n'existe, avec une grossière approximation, que lorsque les déplacements deviennent notables. La cause en est facile à comprendre si l'on se reporte aux irrégularités que j'ai signalées dans la succession des doublets ou triplets et si l'on songe que le champ commence par faire disparaître ou du moins pa diminuer ces irrégularités. Pour que le phénomène de simplification nous fournisse dans un assez grand nombre de cas l'aide que nous en espérons au premier abord, il faudrait que les champs utilisables atteignissent au moins 80 000 gauss.

114. Dans un grand nombre de cas, nous avons vu que l'action du champ magnétique est non seulement une simplification, mais aussi une forme de régularisation qui prend, comme nous le verrons au Chapitre suivant, une grande variété de formes et échappe, maintenant du moins, à une définition précise.

La simplification et la régularisation sous toutes ses formes nous aideront beaucoup à étudier la répartition des raies; cette étude et celle de l'action du champ magnétique sont inséparables, plus encore peut-être que le phénomène de Zeeman et le classement des raies en séries.

CHAPITRE II.

UNE LOI DE RÉPARTITION DES RAIES DES BANDES SPECTRALES.

I. — Discussion de l'hypothèse de Thiele.

115. J'ai déjà donné un résumé des lois de Deslandres en signalant qu'elles ne sont qu'approchées et j'ai insisté sur l'importance que leur auteur a attachée aux irré-

gularités pour le classement des bandes par groupes; Kayser a montré le premier que la loi de Deslandres cesse d'être valable quand on s'écarte de la tête : les écarts entre les raies successives croissent moins vite que ne l'indiquerait cette loi, et finissent même par décroître quand on peut observer les raies assez loin de la tête. C'est le cas par exemple pour les bandes du cyanogène où Kayser (1) et Jungbluth (2) ont observé plus de 150 termes. Thiele (3) a été conduit par cette remarque à énoncer une règle très hardie d'où résulterait que les bandes sont limitées en deux endroits : à une tête que l'on connaît et à une queue, sorte de point d'accumulation des raies et qui n'a jamais pu être observée nettement en même temps que la tête. P. Weiss (4) a montré que l'existence des queues n'est nullement démontrée et qu'elle est même peu probable. Il remarque en effet, avec Ritz, que la fonction qui représente la fréquence des raies en fonction de leurs numéros d'ordre cesse d'être analytique quand on est trop loin de la tête. Je n'ai pas à revenir ici sur cette discussion, mais, avant d'exposer une loi de répartition qui est en accord avec une partie des affirmations de Thiele, et qu'il avait déjà vérifiée pour la bande verte du carbone, je voudrais montrer que cette loi de répartition est distincte de son hypothèse.

Thiele admet que dans toute série de raies, qu'elle appartienne à une bande ou à une série proprement dite, les longueurs d'onde sont représentées en fonction du numéro d'ordre par une expression de la forme

$$\lambda = f(m + c)^2,$$

(1) Kayser, *Wied. Ann.*, t. XXXVIII, 1889, p. 80.
(2) Jungbluth, *Astroph. J.*, t. XX, 1904, p. 237
(3) Thiele, *Astroph. J.*, t. VI, 1897, p. 65.
(4) Weiss, *Le Radium*, t. VIII, 1911, p. 177.

où m prend toutes les valeurs entières *positives et négatives;* d'après Thiele, cette fonction doit admettre au moins un maximum et un minimum pour $m = 0$ et pour $m = \infty$, au voisinage de $m = \infty$, il y aurait une infinité de raies, tandis qu'au voisinage de $m = 0$, il y en aurait un nombre fini : la seule différence qu'il y aurait entre les bandes et les séries spectrales viendrait de ce que dans les bandes on verrait seulement la tête, tandis que dans les séries on verrait seulement la queue. On retrouverait la loi de Deslandres comme cas particulier, en donnant à c la valeur 0 ou $\frac{1}{2}$. Thiele voit une excellente confirmation de sa théorie dans la fréquence avec laquelle on retrouve des doublets dans les spectres de bandes aussi bien que de séries.

Les différences entre les spectres de séries les plus usuelles et les spectres de bandes sont trop essentielles, qu'il s'agisse de n'importe laquelle de leurs propriétés, pour qu'on puisse encore voir une même chose dans l'un et dans l'autre. La loi de Balmer n'est pas de la forme $\lambda = f(m + c)^2$ et se vérifie avec une précision remarquable. Les bandes qui suivent la loi de Deslandres sont les plus nombreuses : il serait étrange que le hasard donne si souvent au nombre c les valeurs 0 ou $\frac{1}{2}$; il faudrait à cela une cause particulière et l'on ne comprendrait pas pourquoi dans la série des numéros d'ordre de $-\infty$ à $+\infty$, alors que l'intensité va en croissant vers zéro, il se produise souvent un arrêt brusque qui fasse manquer les raies voisines de zéro.

La question des queues mise à part, il reste dans la théorie de Thiele un point nouveau dont je vais donner quelques confirmations, mais qui n'a pas la généralité indiquée par son auteur; c'est l'introduction dans les formules des nombres négatifs à côté des nombres positifs. En représentant graphiquement les raies des bandes par des points dont l'ordonnée serait le numéro d'ordre et

l'abscisse la fréquence, on aurait en gros, d'après la loi de Deslandres, un arc de parabole ne contenant pas le

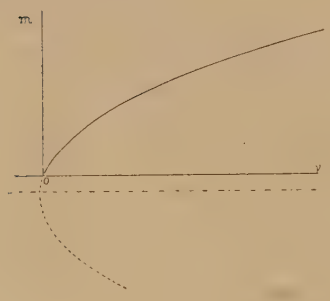


Fig. 12. — Schéma de la loi de Deslandres.

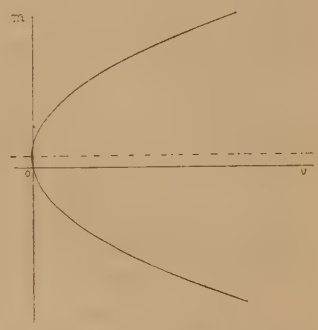


Fig. 13. — Schéma de la loi de Thiele (tête de bande).

sommet ou s'arrêtant à lui; on aurait, au contraire, une parabole complète avec la loi de Thiele (*fig.* 12 et 13).

116. *Bande verte du carbone* ($\lambda = 5165$). — C'est la seule pour laquelle Thiele ait confirmé en partie sa théorie; nous verrons que la confirmation est excellente.

Cette bande a fait l'objet de nombreux travaux [1]. Elle est très facile à produire et on l'obtient très aisément dans la flamme de l'arc au charbon et dans la combustion des carbures d'hydrogène. Dans le Chapitre précédent, où j'ai étudié l'action du champ magnétique sur cette bande, j'en ai donné un dessin (*fig.* 9 et reproduction de la planche II). Elle contient une suite de doublets qui forment les deux suites α et β de Thiele et une suite de triplets qui forment les trois suites γ, δ et ε de Thiele. Pour la suite α, celui-ci

---

[1] Kayser et Runge, *Abh. d. Berl. Ak.*, 1889. — Thiele, *Astroph. J.*, t. VIII, 1898, p. 1. — Leinen, *Zeitsch. f. wiss, Phot.*, t. III, 1905, p. 117.

a calculé la formule

$$\lambda = \lambda_0 - k\left(\frac{m+c}{10}\right)^2 \frac{1 + s_1\left(\frac{m+c}{10}\right)^2 + s_2\left(\frac{m+c}{10}\right)^4}{1 + t_1\left(\frac{m+c}{10}\right)^2 + t_2\left(\frac{m+c}{10}\right)^4 + t_3\left(\frac{m+c}{10}\right)^6}.$$

$c = 0,266,$ $s_1 = 5,049774,$ $t_1 = 4,523456,$
$\lambda_0 = 5165,1733,$ $s_2 = 0,1278293,$ $t_2 = 0,1273115,$
$k = 11,53776,$ $t_3 = 0,000615434,$

et il a donné des formules analogues pour les autres suites. Cette formule donne d'excellents résultats et les mesures faites ensuite avec plus de précision par Leinen ont montré que les écarts entre la formule de Thiele et l'expérience venaient surtout des erreurs expérimentales; l'erreur moyenne correspondant à cette formule n'est que de 0,033 angstr m; pourtant il convient de remarquer que les formules calculées pour les autres suites étaient beaucoup moins satisfaisantes.

Il y avait intérêt à calculer avec une aussi haute précision une formule à huit coefficients; en effet ce calcul a montré que la considération des numéros d'ordre positifs et négatifs s'impose; il a montré aussi que cette bande présente une régularité inattendue d'après les autres exemples que nous connaissions et justifie par là l'espoir de trouver un jour une formule plus précise que celle de Deslandres, mais peut-être aussi moins générale. Quant à la valeur absolue de la formule elle-même, je la crois faible; si l'on accepte d'introduire un si grand nombre de coefficients, des formules différentes seront capables de donner d'aussi bons résultats.

117. La formule que j'ai essayée

$$\nu = 0,2545\, m^2 + 0,2463\, m + 19359,36 - 6.10^{-6}\, m^4,$$

donne une erreur quadratique moyenne de 0,11 angström; mais en ajoutant assez de constantes, on diminuerait

certainement cette erreur. L'aspect même de la bande montre, par les irrégularités à la vérité petites des doublets et des triplets, qu'il est impossible d'avoir une formule exacte; mais la bande simplifiée par le champ se prêtera mieux au calcul le jour où nous aurons des raisons théoriques pour essayer une autre formule que celle de Thiele.

118. Cette bande présente une perturbation remarquable et d'un caractère nouveau : le doublet qui devrait se trouver au voisinage de la fréquence 19502 manque, mais à sa place il y a un grand nombre de raies moins intenses que mon appareil sépare mal. J'ai représenté la variation de leur intensité par une courbe en *a* sur la figure 9. Or le champ produit sur cette perturbation une régularisation très curieuse; il rassemble toutes les raies en trois. L'une d'elles occupe sensiblement la position de la raie régulière; son intensité est plus faible que l'intensité normale, mais elle augmenterait peut-être si l'on pouvait faire croître encore le champ magnétique, de façon à rassembler toute l'intensité dans une raie plus fine. Les autres raies font probablement partie d'une autre bande du même complexe dont la tête serait au voisinage de la perturbation (1).

119. Bien qu'elle n'ait pas la généralité annoncée par son auteur, la loi de Thiele s'applique bien à d'autres bandes, en particulier à la bande verte $\lambda = 5635$ du même groupe (2). Pour reconnaître rapidement si elle est valable, il suffit de faire la construction graphique indiquée à la fin du § 115.

---

(1) Thiele décrit cette bande, je ne l'ai pas reconnue nettement; il en décrit également d'autres que Leinen n'a pas observées; je ne me suis pas arrêté à cette question qui n'avait pour moi qu'un intérêt secondaire.

(2) R. Komp, *Zeitsch. f. wiss. Phot.*, t. X, 1911, p. 117.

De cette façon on reconnaît que cette loi est aussi valable pour la bande bleue $\lambda = 4737$ du spectre de Swan et pour toutes les bandes du complexe. La raie 4731,8 de la bande bleue est écartée d'un demi-angstrôm de sa position régulière, elle n'est pas déplacée par le champ.

La loi de Thiele s'applique aussi aux bandes telluriques dues à l'absorption de l'oxygène terrestre.

II. — Bandes telluriques dues à l'oxygène.

120. Ces bandes sont au nombre de quatre, qu'on désigne par les lettres A, B, α et δ. Elles attirent d'abord l'attention quand on regarde les photographies du spectre solaire de Rowland et elles ont fait l'objet de nombreuses études. Leurs têtes ont pour longueurs d'onde :

A : 7595, B : 6868, α : 6277, δ : 5788,

et leurs intensités décroissent dans l'ordre où je les indique; δ est très peu intense et encore imparfaitement connu, A est loin dans le rouge et il est difficile de la photographier et même de l'observer.

Cornu [1] le premier démontra qu'elles sont dues à l'oxygène terrestre et il mesura les longueurs d'onde des raies en les démêlant de celles qui ont une autre origine. Cette étude fut reprise par Rowland dans sa détermination des longueurs d'onde des raies du spectre solaire; il put en éliminer quelques raies que Cornu y avait classées et découvrit la bande δ. Plus tard et avec des moyens plus perfectionnés, Higgs [2] et Lester [3] firent une étude spéciale des bandes A, B et α. On a souvent cherché à obtenir ces bandes par émission, mais sans y jamais

---

[1] Cornu, *Ann. de Phys. et de Chim.*, 7e série, t. VI, 1886, p. 1.

[2] Higgs, *Astronomy a. Astroph.*, t. II, 1893, p. 547, et *Astroph. J.* t. XXI, 1905, p. 346.

[3] Lester, *Astroph. J.*, t. XX, 1904, p. 81.

parvenir. Je ferai remarquer que leur importance est très grande, car elles sont produites par un corps froid dans un état chimique bien connu et elles doivent être attribuées à l'édifice moléculaire entier.

121. Ces bandes ont un aspect typique, elles se divisent en deux parties que Higgs et Lester appellent la *tête* et la *queue* (*head* et *tail*) en donnant à ces deux mots un sens tout différent du sens ordinaire. Les deux parties sont séparées par un intervalle vide : le groupe de tête a son maximum d'intensité vers le milieu, tandis que le groupe de queue, situé vers les grandes longueurs d'onde, commence par une raie isolée et se continue, avec une intensité décroissante, par une belle suite de doublets apparents.

Higgs, remarquant que le groupe de tête contient aussi des doublets, avait cherché à réunir les deux groupes en admettant qu'il manque accidentellement une raie qui aurait donné un doublet avec la raie isolée : on aurait alors deux suites de raies ou une suite de doublets. Un graphique à petite échelle était à peine satisfaisant, et l'idée de Higgs ne résistait pas au calcul; il en a conclu que les deux groupes étaient indépendants et que les deux bandes contenaient quatre suites indépendantes de raies, chacune d'elles obéissant à la loi de Deslandres. C'est aussi la conclusion de Lester.

122. Je me propose de montrer que ces bandes sont formées d'une seule suite de raies simples analogue aux suites double et triple qui forment la bande verte du carbone; il suffit d'admettre qu'il manque deux raies de la suite régulière entre les deux parties de la bande. La figure 14 montre la structure de la bande; on voit au milieu du dessin les raies de la bande dessinée dans l'échelle des fréquences; la courbe analogue à une parabole

réunit les points représentatifs de chaque raie ; leur abscisse est la fréquence de la raie, leur ordonnée est le numéro d'ordre compté positivement ou négativement, la première raie de la bande ayant le numéro d'ordre o. La perturba-

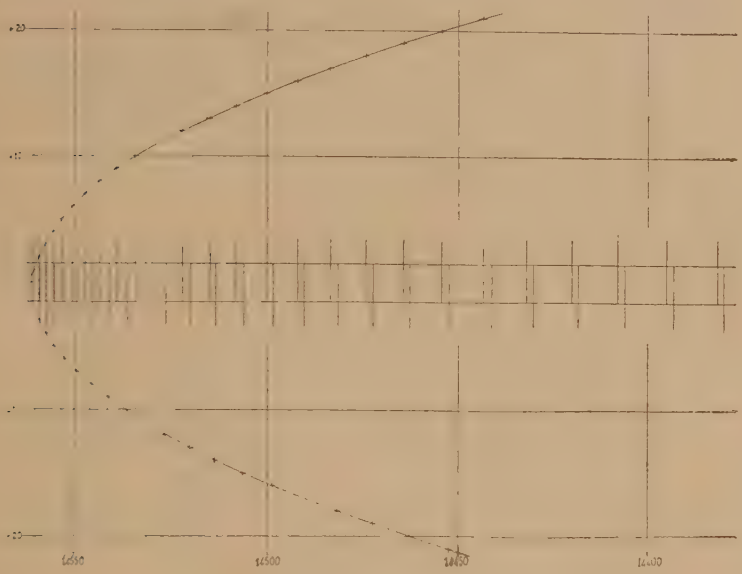


Fig. 14. — Bande tellurique B.

tion qui enlève à la bande deux raies voisines, se traduit aussi par une irrégularité dans l'intensité et par un léger déplacement des raies voisines dans le groupe de tête. Ces perturbations rappellent assez ce que nous avons vu pour la bande verte du carbone où l'absence d'une raie est accompagnée d'une perturbation que le champ magnétique diminue et fait peut-être même disparaître. C'est d'ailleurs un fait général : l'absence d'une raie dans une suite est accompagnée d'un déplacement des raies voisines.

123. Je choisirai pour la décrire avec plus de détails la

bande B qui est la mieux connue; c'est elle que j'ai dessinée dans la figure 14.

On peut représenter la fréquence des différentes raies par la formule

$$\nu = -0,257\,m^2 - 0,148\,m + 14561,20 - 0,000122\,m^3,$$

où m est le numéro d'ordre de chaque raie et prend les valeurs 0, ± 1, ± 2, ± 3, ± 4,... Le Tableau suivant contient les fréquences mesurées par Rowland et calculées par cette formule :

Numéros d'ordre +	ν observé.	ν calculé.	Différences.	Numéros d'ordre —	ν observé.	ν calculé.	Différences.
0..	14561,43	14561,20	23				
+ 1..	560,70	560,80	10	— 1..	»	»	»
+ 2..	559,57	559,88	31	— 2..	»	»	»
+ 3..	557,86	558,45	59	— 3..	14559,27	14559,33	6
+ 4..	555,66	556,49	83	— 4..	557,41	557,69	28
+ 5..	553,54	554,02	48	— 5..	555,52	555,52	0
+ 6..	550,78	551,03	25	— 6..	552,79	552,87	8
+ 7..	547,50	547,84	34	— 7..	549,67	549,98	31
+ 8..	543,70	543,51	19	— 8..	545,67	545,99	32
+ 9..	539,36	538,97	39	— 9..	541,30	541,81	51
+10..	534,52	533,90	62	—10..	536,38	537,10	72
+11..	»	»	»	—11..	»	»	»
+12..	522,22	522,20	2	—12..	526,38	526,18	20
+13..	515,49	515,58	9	—13..	520,13	519,96	17
+14..	508,27	508,36	9	—14..	513,47	513,28	19
+15..	500,55	500,74	19	—15..	506,29	506,00	29
+16..	14492,34	14492,43	9	—16..	14498,62	14498,39	43
+17..	483,60	483,92	32	—17..	490,41	489,94	53
+18..	474,33	474,56	23	—18..	481,69	481,30	39
+19..	464,56	464,78	22	—19..	472,46	472,08	38
+20..	454,27	454,48	21	—20..	462,70	462,32	38
+21..	443,45	443,86	41	—21..	452,43	451,88	55
+22..	432,15	432,29	14	—22..	441,63	441,36	27
+23..	420,29	420,37	8	—23..	430,35	430,17	18
+24..	407,93	407,94	1	—24..	418,51	418,40	11
+25..	14394,99	14395,01	2	—25..	406,16	406,13	3
+26..	381,58	381,47	11	—26..	14393,25	14393,47	22
+27..	367,60	367,27	33	—27..	379,91	380,07	16
				—28..	365,99	366,53	54

De même que la formule de Thiele est bien meilleure que la formule simplifiée indiquée ensuite (§ 117), il est probable que l'on pourrait également ici calculer une formule qui diminue beaucoup les différences entre les nombres mesurés et calculés. Avec la formule donnée ici les différences entre les valeurs successives subissent une discontinuité au voisinage de la perturbation, mais cela ne suffit pas pour nous faire rejeter l'idée d'une continuité entre les deux parties de la bande. J'ai déjà rappelé que l'absence d'une composante dans une suite est généralement accompagnée d'une perturbation dans les positions et les intensités des raies; l'étude de la bande violette des carbures d'hydrogène nous en fournira un autre exemple.

124. On peut grouper ensemble deux raies de numéros d'ordre symétriques; les milieux des intervalles de ces raies ne subissent pas de perturbation au passage de la discontinuité. On a en effet, en appelant ν_m leur fréquence :

Numéro d'ordre.	ν_m mesuré.	ν_m calculé.	Différences.
6.....	14551,79	14551,95	16
7.....	548,59	548,91	32
8.....	544,69	544,75	6
9.....	540,33	540,39	6
10.....	535,45	535,50	5
11.....	»	»	»
12.....	524,30	524,19	11
13.....	517,81	517,77	4
14.....	510,90	510,85	5
15.....	507,62	507,57	5

Je ne vois pas quelle signification théorique cette remarque peut avoir, mais elle s'applique également bien aux autres bandes du groupe.

125. La bande α est tout à fait analogue à la précédente, mais moins intense. Je trouve, d'après les mesures

de Rowland, qu'elle peut être représentée par la formule

$$v = -0{,}3051\, m^2 - 0{,}19\, m + 15931{,}90 - 2 : 10^{-4}\, m^3 - 26 . 10^{-6}\, m^4 ;$$

il manque les raies ± 9.

Cette bande est complète même auprès de la tête et toutes les raies sont contenues dans la formule précédente; au contraire, dans la bande B, il manque dans les Tables de Rowland les raies —1 et —2.

126. La bande A n'a pas été mesurée par Rowland et, dans les Tables de Cornu, il manque les raies auxquelles j'attribuerais les numéros d'ordre compris entre —5 et +5; les autres satisfont à la formule

$$v = -0{,}204\, m^2 - 0{,}15\, m + 13166{,}70 + 5 . 10^{-6}\, m^4,$$

et il manque les raies ± 14. Les raies voisines de la tête ont échappé à Cornu par suite de leur faible intensité; elles sont indiquées par Higgs dont une des suites prolonge la parabole vers la tête, mais l'autre la quitte et contient des raies de longueur d'onde plus grande que celle de la tête que je prévois. L'étude de cette bande est donc bien moins démonstrative que celle des deux autres, mais sa tête est dans une région très peu actinique et où l'observation directe même est très difficile; enfin, l'intensité est assez faible au voisinage de la tête.

127. La bande δ est beaucoup moins intense que les trois autres et Cornu ne l'avait pas observée. Elle ressemble beaucoup par son aspect général aux autres bandes telluriques de l'oxygène, mais les raies du groupe de tête ne sont pas distribuées conformément à la loi de Thiele. Elles sont d'ailleurs très rapprochées l'une de l'autre et très peu intenses; il ne me paraît pas impossible que Rowland ait rencontré de très grandes difficultés à trier les raies dues à l'absorption de l'oxygène terrestre et ait

classé les raies solaires parmi les raies telluriques. En tout cas les raies qu'il donne comme appartenant à la bande δ n'obéiraient pas non plus à la loi de Deslandres, et la bande δ se comporterait de façon toute différente des autres bandes du même groupe.

128. En somme, pour les bandes B et α, peut-être aussi pour la bande A, on peut énoncer la même régle que pour la bande verte du carbone : les fréquences des raies sont données au voisinage de la tête par une formule telle que

$$\nu = am^2 + bm + c, \qquad m = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots;$$

quand on s'éloigne de la tête, les raies s'écartent l'une de l'autre moins vite que ne l'indique cette formule.

129. *Comparaison avec la loi de Deslandres.* — L'analogie avec la loi de Deslandres est si grande qu'on peut se demander s'il y a lieu d'en faire une loi distincte, au lieu de dire que ces bandes contiennent deux suites de Deslandres. Nous connaissons beaucoup de bandes formées de deux ou trois suites aussi identiques entre elles, et qui forment des doublets ou des triplets. La loi énoncée par Thiele contient deux faits nouveaux : elle exprime l'égalité des deux suites, et fixe leurs positions relatives. En outre, nous reconnaîtrons par la suite de cette étude que les propriétés des deux suites réunies en une seule par l'introduction des nombres négatifs diffère de façon essentielle de celles des suites parallèles de Deslandres; en particulier le phénomène de simplification ne se produit pas sur des raies voisines de numéros d'ordre positif et négatif de cette suite unique.

Pour les bandes de l'eau et des carbures d'hydrogène que je vais maintenant décrire, la loi de Thiele n'est qu'une grossière approximation; nous verrons que l'étude

magnéto-optique lui donne une certaine importance même dans ces deux cas.

III. — Bande violette des carbures d'hydrogène $\lambda = 4390$.

130. Il a déjà été question d'elle à propos des simplifications qu'elle donne dans le champ magnétique. Elle a été décrite surtout par Eder et Valenta [1]. Elle se produit dans la combustion de tous les carbures d'hydrogène; la source de lumière qui m'a paru la plus commode pour son étude est la flamme d'acétylène. Avec le chalumeau à air, le spectre est très pur, mais assez peu lumineux pour exiger au moins 12 heures de pose pour les parties les plus intenses; avec le chalumeau oxyacétylénique, le spectre est bien moins pur, mais il est assez lumineux pour qu'une pose de 20 minutes soit tout à fait suffisante pour les parties les moins intenses.

Cette bande (*voir* la reproduction figure 15 et le dessin de la figure 16) semble en contenir deux que Eder et Valenta désignent par ε et ζ : la bande ε est dégradée des deux côtés, tandis qu'au contraire ζ est fortement dégradé depuis une tête intense et nette; ses raies s'écartent l'une de l'autre à mesure qu'on s'éloigne de la tête et forment assez loin d'elle une belle suite de doublets, mais les raies voisines de la tête forment un fouillis inextricable. Entre les bandes ε et ζ, se trouve un large intervalle où il n'y a qu'un doublet isolé.

131. Cette bande des carbures d'hydrogène présente une analogie frappante avec les bandes telluriques que je viens d'étudier. La bande ε rappelle le groupe de tête avec son intensité maximum vers le milieu; le groupe ζ rappelle au contraire le groupe de queue avec sa belle série

---

[1] Eder et Valenta, *Beiträge z. Photochemie u. Spect. Anal.*, p. 347.

de doublets apparents. Les différences importantes, notamment la grande intensité du doublet qui sépare les groupes ε et ζ et l'aspect caractéristique des têtes de bandes que présente le début de ζ, ne doivent pas masquer

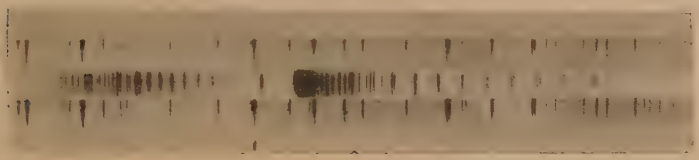


Fig. 15. — Reproduction de la bande violette des carbures d'hydrogène avec une dispersion moyenne. La bande est au milieu, entre deux photographies du spectre du fer.

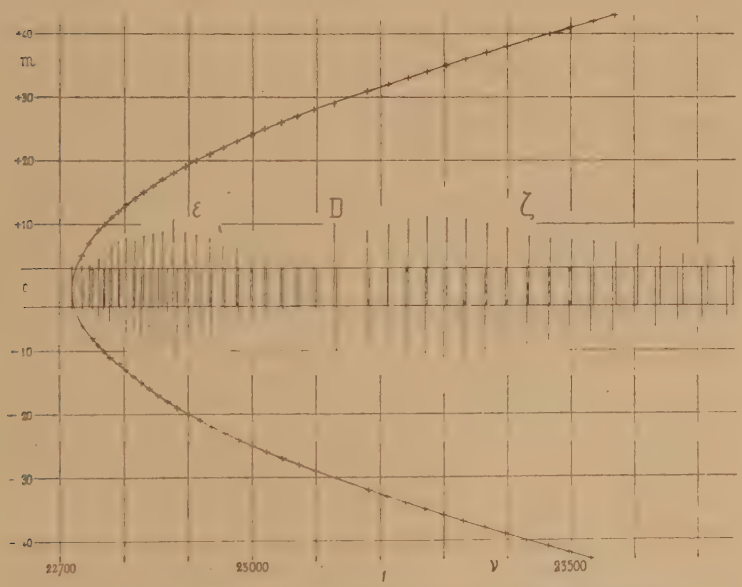


Fig. 16. — Schéma de la bande violette des carbures d'hydrogène.

les analogies et empêcher de chercher si la loi de répartition n'est pas la même. Grâce à la grande intensité de la flamme du chalumeau acétylénique, j'ai pu pro-

longer le groupe ε à la fois vers la tête et vers le doublet isolé qui se trouve tout naturellement faire partie des doublets du groupe ε, avec toutefois une intensité anormalement grande. Entre ε et ζ il manqne deux raies comme dans les bandes telluriques, et les doublets de la bande font bien suite à ceux de la bande ε, comme on peut le voir sur la figure 16 où cette bande est dessinée avec les conventions que nous avons déjà faites. Si nous comparons ce dessin à la reproduction (*fig.* 15), nous voyons deux différences.

132. J'ai laissé de côté un grand nombre de raies situées au début du groupe ζ et qui lui donnent l'aspect d'une tête de bande. On peut se demander s'il n'y a pas là une perturbation liée à l'absence de deux raies régulières et dont la bande du carbone nous a déjà fourni un exemple certain.

Le champ modifie un peu cet ensemble de raies, mais l'action est trop faible et la complication trop grande pour que l'étude en soit possible; avec des champs très intenses, on aurait peut-être une régularisation comme dans la région troublée de la bande verte du carbone.

133. En outre, autour de $\nu = 23\,500$, j'ai dessiné des doublets au lieu des quadruplets ou des triplets que l'on reconnaît sur la photographie [1] à grande dispersion reproduite dans la figure 1 de la planche III. Pour que la représentation que j'ai indiquée ait un sens, il faut admettre que quelques-unes des raies qu'elle prévoit soient dédoublées par un mécanisme différent du mécanisme principal de l'émission de la bande. L'étude que j'ai

[1] On voit aussi sur ces reproductions une suite de raies plus faibles mêlées à la suite principale et qui en est pour ainsi dire l'image. Ce cas est fréquent; on le rencontre en particulier dans les bandes telluriques, d'après Higgs.

déjà exposée des simplifications par le champ magnétique qui transforme ces triplets et quadruplets en les deux raies prévues est une bonne confirmation de cette hypothèse.

J'ai annoncé plus haut (§ 104, 2°) que ces doublets étaient anormaux; leurs écarts ne varient pas dans un seul sens à partir de la tête de la bande; ils ont leurs plus grandes valeurs autour de $\nu = 23\,000$ dans le groupe ε et de $\nu = 23\,400$ dans le groupe ζ; entre ces deux groupes, ils sont très petits.

134. Les fréquences peuvent être représentées par la formule

$$\nu = 0,47\,m^2 + 0,90\,m + 22.720 - 6.10^{-9}\,m^6;$$

il manque les raies $m = +30$ et $m = -31$.

L'erreur quadratique moyenne atteint 0,4 angström sur un intervalle de 200 angströms comprenant les numéros d'ordre de -49 à $+47$; comme dans les bandes telluriques, c'est le doublet isolé, dernier doublet du groupe de tête, qui est le plus écarté de sa position calculée.

Ainsi cette représentation apparaît moins satisfaisante lorsqu'on fait le calcul que lorsqu'on se borne à une simple étude graphique; elle nous donne néanmoins une vue d'ensemble de cette bande très compliquée et nous fournit une interprétation très naturelle de l'action du champ magnétique.

IV. — La bande $\lambda = 3063$ de l'eau.

135. Les difficultés sont encore bien plus considérables avec les bandes de l'eau; je n'ai pu les résoudre de façon tout à fait satisfaisante; je me bornerai à décrire les faits tels que je les ai observés.

La vapeur d'eau émet quatre bandes ultraviolettes

sous l'influence de décharges électriques dans un tube de Geissler ou plus simplement par la combustion de l'hydrogène. Eder les désigne par des lettres auprès desquelles j'inscris les longueurs d'onde des têtes :

$$(\alpha)\ \lambda = 3064, \quad (\beta)\ \lambda = 2811, \quad (\gamma)\ \lambda = 2608, \quad (\delta)\ \lambda = 2449.$$

Deslandres a signalé une parenté entre elles et les bandes telluriques de l'oxygène; elle reposait seulement sur une analogie générale d'aspect et a été souvent contestée. Une étude approfondie de la première d'entre elles a été faite par Meyerheim [1] qui a réussi à y mettre en évidence des suites de Deslandres. Tenant compte des analogies d'aspect et d'intensité des raies, il trouve que ces suites se réunissent naturellement en quatre classes qu'il désigne par

$$\begin{array}{cccc} A_1 & A_2 & A_3 & A_4, \\ B_1 & B_2 & B_3 & B_4, \\ C_1 & C_2 & C_3 & C_4. \end{array}$$

Si l'on met dans une même suite A_1 et A_3, B_1 et B_3, C_1 et C_3, A_2 et A_4, B_2 et B_4, C_2 et C_4, on a encore des suites de Deslandres; l'approximation est moins bonne; mais si dans une suite obéissant à peu près à la loi de Deslandres, nous ne prenons les raies que de deux en deux, l'approximation relative deviendra deux fois meilleure. Il n'y a pourtant pas intérêt à augmenter le nombre des suites pour atteindre cette plus grande précision aux dépens de la simplicité. De plus, si l'on cherche à considérer A_1 et A_3 d'une part, A_2 et A_4 d'autre part, comme appartenant à une seule suite de Thiele, la tête serait alors bien déterminée, mais il est impossible de prolonger ces deux suites jusqu'à la tête de façon satisfaisante, non plus que les suites B et C. Meyerheim a dû laisser de côté, surtout

[1] Meyerheim, *Zeitsch. f. wiss. Phot.*, t. II, 1904, p. 131.

au voisinage des têtes des bandes du complexe, un grand nombre de raies qui ne se classaient d'aucune manière dans une suite naturelle.

136. Quand on examine une photographie à grande dispersion, on ne voit pas, même après un examen assez long, qu'il y ait un ordre quelconque en dehors des suites de Meyerheim, tandis qu'on est frappé au premier coup d'œil par la régularité de certaines bandes comme celles du carbone, du cyanogène ou de l'azote. On reconnaît seulement à plusieurs endroits qu'une nouvelle suite commence, mais les têtes diffèrent beaucoup de celles que l'on rencontre habituellement. L'étude magnétique que j'avais entreprise pour essayer d'obtenir quelques renseignements sur les doublets m'a donné des résultats inattendus et très complexes.

137. La source de lumière était une flamme de chalumeau oxyacétylénique; grâce à la haute température, l'intensité des radiations émises était très grande. La longueur d'onde était trop faible pour qu'il se produise un fond continu. Le spectre contient quelques raies étrangères au spectre de la vapeur d'eau; elles sont très régulièrement distribuées à une distance d'environ 2,5 angströms l'une de l'autre, on les reconnaît facilement à ce qu'elles sont émises seulement par le cône bleu, tandis que les raies formant la bande de la vapeur d'eau sont émises par la flamme tout entière. J'ai fait des observations dans des champs de 4500, 22 400 et 39 700 gauss, et des mesures seulement dans les deux derniers; les changements déjà appréciables dans 4500 gauss deviennent importants dans 22 400 et tout à fait considérables dans 39 700. Je n'ai fait de photographies que perpendiculairement au champ; les deux polarisations étaient toujours identiques.

138. — *Action du champ magnétique sur la bande* $\lambda = 3063$ *de l'eau.* — Les changements peuvent se ramener à quatre types : dédoublements, élargissements, déplacements et simplifications, nous allons les passer successivement en revue.

139. *Dédoublements.* — Une seule raie ($\lambda = 3093,79$) donne deux composantes fines; leur écart en fréquences vaut 3,76; l'approximation avec laquelle ce nombre est obtenu permet de le considérer comme identique à l'écart normal (3,72).

Toutes les autres décompositions sont dissymétriques; la composante rouge reste fine, tandis que la composante violette s'élargit en s'écartant de la première; il est difficile de décider sans étude spéciale si l'intensité totale contenue dans chaque composante est la même; la composante diffuse est moins noire sur les clichés, il se peut qu'elle contienne la même quantité de lumière répartie sur une plus grande surface. La grandeur du dédoublement varie beaucoup d'une raie à l'autre, il n'y a même pas besoin de mesures pour voir des différences qui atteignent presque le rapport de 3 à 1.

J'ai vérifié sur les raies $\lambda = 3074,504$ et $\lambda = 3077,164$ que le dédoublement se produit proportionnellement au champ, le déplacement de chaque composante se produit aussi à peu près proportionnellement au champ, mais le déplacement de la composante fine est environ deux fois moins grand que celui de l'autre. Il est très possible que cette proportionnalité cesse dans un champ beaucoup plus grand; l'étude exposée plus loin d'une raie du deuxième groupe de l'azote légitime cette question.

140. Ces doublets dissymétriques peuvent aussi provenir de doublets naturels étroits plus ou moins dissymétriques eux-mêmes. Ainsi les raies $\lambda = 3103,464$ et

$\lambda = 3107,678$ qui sont en dehors du champ des doublets d'écarts $0^{cm^{-1}},79$ et $0^{cm^{-1}},84$ donnent dans des champs de 22 400 et de 39 700 gauss des doublets dissymétriques dont les écarts valent respectivement (en angströms) :

λ.	H = 0.	H = 22400.	H = 39700.
3103,464.....	0,79	2,70	4,75
3107,678.....	0,84	2,79	5,35

La proportionnalité de l'écart du champ se trouve à peu près démontrée pour des écarts notablement supérieurs à l'écart du doublet naturel, et cette constatation exclut l'hypothèse d'un déplacement indépendant de chaque composante. Ce déplacement ne pourrait être proportionnel à la première puissance du champ.

Un doublet assez large, $\lambda = 3075,258$ et $3075,425$ ($\Delta\lambda = 0,167$, $\Delta\nu = 2,30$), formé de deux raies identiques et très peu modifiées par un champ de 22 400 gauss, donne dans le champ de 39 700 gauss, un doublet dissymétrique tout à fait analogue à ceux que je viens de décrire : la composante rouge reste fine, l'autre s'élargit; la distance des raies en fréquences est devenue 2,80 dans 22 400 gauss et 3,9 dans le champ de 39 700. Dans ce même champ, les deux doublets formés par les deux raies voisines naturellement simples ont pour écarts 3,3 et 3,4.

141. **Régularisation par le champ magnétique de la raie $\lambda = 3141,8$ de l'azote.** — Pour discuter plus facilement ces résultats je vais décrire une transformation du même genre, mais de grandeur très différente qui se produit sur la raie $\lambda = 3141,8$ de la bande $\lambda = 3159$ de l'azote. Toutes les bandes de ce groupe de l'azote ont une raie anormalement double qui correspond à cette raie $\lambda = 3141,8$ (Deslandres). Mais elle est la seule que j'aie observée double ; j'ai remarqué d'abord que les deux composantes ont une intensité anormalement faible et

que le champ magnétique en fait une seule raie d'intensité normale. Contrairement à ce que j'avais cru d'abord [1], la simplification ne se produit pas comme dans les autres cas que nous avons envisagés; au contraire, les deux composantes s'écartent l'une de l'autre [2], mais, tandis que la composante rouge reste à peu près fixe et augmente d'intensité en gardant sa finesse, l'autre s'élargit et disparaît peu à peu à mesure que le champ augmente; elle est à peine visible dans un champ de 30 000 gauss; les écarts mesurés sont :

H.	n_H.	H.	n_H.
0	0,58	19400	0,71
2400	0,59	22360	0,81
4470	0,57	24610	0,92
14100	0,59	30150	1,19

Ces mesures ne sont pas susceptibles d'une bien grande précision, car les distances à mesurer sont très petites et quand elles augmentent, l'une des composantes devient diffuse. Il semble pourtant que l'écart du doublet soit proportionnel au champ à partir du moment où il est beaucoup plus grand que celui du doublet naturel.

142. Il y a donc une grande analogie entre cette transformation et celle que j'ai décrite un peu plus haut pour les deux doublets étroits 3103 et 3107 de l'eau; les raies simples qui donnent une décomposition dissymétrique se comportent comme si elles étaient doubles, mais avec des composantes trop serrées pour que je puisse les séparer; enfin le doublet 3075 a un écart proportionnel au carré du champ, mais le plus grand écart observé n'est

---

[1] *C. R. Acad. Sc.*, t. CLVI, p. 1459.

[2] Cet écartement initial des composantes a été décrit d'abord par Deslandres et d'Azambuja sur la raie correspondante de la bande $\lambda = 3998$.

pas beaucoup plus grand que l'écart naturel. Il faudra donc faire d'autres expériences pour voir si l'analogie se poursuivant, la composante diffuse disparaît dans des champs considérables. L'étude de la structure de cette bande, que j'exposerai un peu plus loin semble bien légitimer cette hypothèse.

143. *Élargissements.* — Le champ rend un grand nombre de lignes larges et diffuses. L'élargissement a une grandeur variable d'une raie à l'autre. Il est faible sur les raies situées entre les deux premières têtes; il est considérable dans d'autres cas. Par exemple un champ de 40 000 gauss fait des deux raies $\lambda = 3086{,}51$ et $\lambda = 3086{,}36$ une seule zone diffuse de plus de 0,4 angström de large. Cet élargissement peut être symétrique. Parfois au contraire il se produit d'une façon tout à fait dissymétrique, avec une intensité plus grande auprès du bord violet.

144. *Déplacements.* — Les raies qui ne sont pas dédoublées sont plus ou moins déplacées ; les deux raies $\lambda = 3073{,}167$ et $\lambda = 3071{,}283$ sont déplacées proportionnellement au carré du champ et le déplacement évalué en fréquences vaut

$$\delta\nu = 4{,}44 . H^2 . 10^{-10} cm^{-1}.$$

145. *Simplifications.* — Il se produit enfin des simplifications de doublets et de triplets étroits par rapprochement, puis coïncidence de leurs composantes; c'est le cas par exemple pour les doublets

$$\lambda = \begin{cases} 3069{,}80, \\ 3070{,}03, \end{cases} \qquad \lambda = \begin{cases} 3117{,}89, \\ 3118{,}01, \end{cases}$$

et le triplet

$$\lambda = \begin{cases} 3068{,}73, \\ 3068{,}83, \\ 3068{,}93. \end{cases}$$

146. On voit quelle immense complication présente le spectre de l'eau. Il serait prématuré d'en essayer une théorie, car le caractère général ni même le caractère important de chaque cas particulier ne pourront être reconnus que plus tard quand les expériences nous auront montré des cas analogues moins embrouillés. Il est remarquable que les modifications soient importantes surtout au voisinage des têtes, là où les raies sont le plus serrées. Il serait très utile de pouvoir suivre la modification dans des champs très considérables : les raies qui s'élargissent disparaîtraient complètement et les raies qui se déplacent atteindraient peut-être une position stable; on aurait alors la bande sous la forme la plus simple pour l'étude de la répartition des raies.

147. *Structure des bandes de l'eau.* — Le classement des raies de la bande naturelle est très difficile. J'ai dit que Meyerheim n'a réussi à le faire que sur un nombre restreint de raies; c'est surtout au voisinage des têtes qu'il a été impossible et c'est également là que les modifications produites par le champ magnétique sont les plus grandes. Je pense que le champ produit une régularisation, mais avec une plus grande variété d'aspect que dans les cas envisagés jusqu'ici. Cette régularisation serait encore incomplète dans les champs dont nous disposons aujourd'hui, mais ces champs sont suffisants pour donner aux raies un aspect caractéristique; ils régularisent déjà assez pour qu'il soit possible de trouver des suites de raies que l'on sera peut-être amené, il est vrai, à modifier plus tard.

Pour les trouver il m'a paru commode de choisir les fréquences des raies modifiées par le champ au voisinage des têtes et de garder les fréquences naturelles loin des têtes où les modifications sont moins importantes, surtout si l'on tient compte de ce que l'écartement des raies est

bien plus grand et se trouve alors relativement peu modifié. De cette façon, j'ai pu tenir compte du travail de Meyerheim. Je ne reproduis ici que les deux classements les plus satisfaisants obtenus en laissant de côté les raies élargies par le champ; pour tous deux, la loi de répartition est conforme à la loi de Thiele.

1° J'ai pu prolonger la suite des C de Meyerheim jusqu'à la troisième tête du complexe. Dans le Tableau suivant, la lettre M indique que la raie a été classée par Meyerheim et la lettre H indique que la raie est mesurée dans un champ de 40 000 gauss. Une raie du Tableau ($\nu = 32\,354,58$) se classe mal dans la suite parce que son intensité est trop faible.

Numéro d'ordre.	ν.		Numéro d'ordre.	ν.	
0.....	32 364,13	H			
+1.....	361,52	H	—1.....	32 358,71	H
+2.....	354,58	H M	—2.....	348,00	H
+3.....	335,93	H M	—3.....	330,90	H
+4.....	311,83	H M	—4.....	305,08	H M
+5.....	288,93	H M	—5.....	271,30	H M
+6.....	262,79	M	—6.....	234,48	M
+7.....	32 32,22	M	—7.....	32 194,28	M
C_1 et C_3			C_2 et C_4		

Il subsiste encore bien des difficultés, et la régularité n'est pas excellente, en particulier pour la raie 32 311,83, mais cette représentation a l'avantage de relier les quatre séries de Meyerheim à la troisième tête.

2° On a une suite de Thiele plus satisfaisante partant de la deuxième tête du complexe en choisissant, dans la bande modifiée par le champ de 40 000 gauss, les raies qui sont restées fines, qu'elles viennent d'un déplacement ou d'une décomposition.

Numéro d'ordre.	ν.	Numéro d'ordre.	ν.
0.....	32595,85 H		
+ 1.....	593,20 H	— 1.....	32594,77 H
+ 2.....	585,86 H	— 2.....	589,40 H
+ 3.....	574,62 H	— 3.....	579,79 H
+ 4.....	558,98 H	— 4.....	565,68 H
+ 5.....	539,02 H	— 5.....	547,30 H
+ 6.....	514,67 H	— 6.....	524,50 H
+ 7.....	482,06 H	— 7.....	496,34 H
+ 8.....	450,00 H	— 8.....	467,96 H
+ 9.....	411,64 H	— 9.....	431,82 H
+10.....	364,13 H	—10.....	388,96
+11.....	312,77	—11.....	346,74
+12.....	262,79	—12.....	289,77
+13.....	»	—13.....	234,48
+14.....	134,48	—14.....	178,37
+15.....	071,75	—15.....	»
+16.....	31999,38	—16.....	31965,14

J'ai pu prolonger cette suite jusqu'aux numéros d'ordre ± 28, mais je crois inutile de donner le résultat, car les irrégularités deviennent très grandes; en particulier les différences secondes non seulement ne sont pas constantes, mais encore ne gardent pas toujours le même signe.

Il me semble enfin que la suite A_1 A_3 de Meyerheim se raccorde à sa suite A_2 A_4 à la première tête, mais toutes les raies issues de la première tête devenant diffuses, il est difficile de les suivre au delà de la deuxième tête quand la bande est photographiée dans le champ.

V. — Conclusion.

148. Ainsi, bien qu'elle n'ait pas le caractère général que son auteur lui attribue, la loi de Thiele se vérifie dans un certain nombre de cas, au moins pour ce qui touche à l'introduction des nombres positifs et négatifs; dans quelques-uns des cas que j'ai envisagés, l'approxi-

mation est assez mauvaise, mais les bandes sont très compliquées et c'est déjà un résultat intéressant que d'avoir pu reconnaître l'allure générale de leur structure.

149. **Régularisations par le champ magnétique.** — Le champ magnétique agit sur toutes les bandes que j'ai étudiées, et la variété des actions est très grande. Nous sommes partis d'une simplification qui se prête à un énoncé précis aux deux points de vue qualitatif et quantitatif, dans les suites régulières; elle prend la forme d'une régularisation dans les suites irrégulières de raies multiples, mais cette régularisation peut prendre une bien plus grande variété d'aspects.

Dans la bande verte du carbone, une perturbation formée d'un grand nombre de raies tend à disparaître, ces raies étant réunies par le champ en trois.

Dans les bandes du deuxième groupe de l'azote, une raie anormalement double (type $\lambda = 3141,8$) devient simple et régulièrement intense par disparition progressive d'une composante. Le dédoublement dissymétrique de certaines raies de la bande $\lambda = 3063$ de l'eau est peut-être le commencement d'une régularisation analogue; les élargissements et les déplacements sont peut-être d'autres formes du même phénomène. De nombreuses études seront nécessaires pour savoir si cette hypothèse se vérifie.

VI. — Discussion des résultats de Deslandres d'Azambuja et Burson.

150. Tout récemment des recherches ont été poursuivies sur le même sujet à Meudon par Deslandres, d'Azambuja et Burson. Ces savants ont étudié non seulement les mêmes bandes que moi, mais aussi la première bande ultraviolette du spectre de Swan. Leurs résultats

sont bien plus variés que les miens; en particulier ils ont trouvé de nombreux cas de polarisation. Il est nécessaire de montrer qu'il n'y a pas contradiction entre leurs résultats et les miens.

Pour ces savants, tout ce que j'ai décrit se compose de cas particuliers de la règle générale qu'ils énoncent ainsi :

« Les raies d'une même série (suite) arithmétique sont toutes déplacées dans le même sens, ou sont toutes divisées de la même manière avec des dissymétries de même sens, les déplacements, les écarts et rapports d'éclat des composantes étant seulement variables d'une raie à l'autre. » Ils ajoutent en note :

« La loi comprend comme cas particulier le resserrement de doublets et de triplets étroits annoncé par Fortrat, mais dans ce dernier phénomène il y a probablement quelque chose de plus, il y a le fait suivant sur lequel on doit attirer l'attention. D'après nos recherches, lorsque les deux ou trois raies sont réunies, la raie unique résultante, en général assez large, semble devenue insensible au champ magnétique. » (*C. R. Acad. Sc.*, t. CLVIII, 1914, p. 153).

La variation de la grandeur de la modification à l'intérieur d'une même suite enlève à cette loi une grande partie de sa portée; je vais montrer de plus qu'elle n'est pas générale.

151. Son point de départ est une étude de la bande 3063 de la vapeur d'eau. Deslandres et d'Azambuja n'y ont pas reconnu les dédoublements dissymétriques; la composante diffuse leur a échappé sans doute à cause de la faible intensité de leur source lumineuse (une étincelle éclatant dans l'air humide entre deux électrodes de platine). Ils ont ainsi confondu ces dédoublements avec les déplacements et dans une même de leurs suites se trouvent des raies qui se comportent différemment au point de vue

de la règle qu'ils ont énoncée; par exemple, dans la suite E_1 (*C. R. Acad. Sc.*, t. CLVII, 1913, p. 814), il y a à la fois des déplacements ($\lambda = 3069,29$) et des dédoublements ($\lambda = 3074,50$ et $3077,16$).

Si nous considérons les doublets anormaux de l'azote analogues à $\lambda = 3141,8$, l'écartement initial des composantes, reconnu d'abord par Deslandres et d'Azambuja, montre bien aussi que toutes les raies d'une même suite ne se comportent pas de la même façon puisque les autres raies de la même suite restent simples.

152. La simplification n'est pas un cas particulier de la règle précédente et la forme sous laquelle j'ai publié la découverte de ce phénomène indique clairement que les raies ne se séparent plus après s'être réunies. L'étude détaillée que j'en ai donnée ici montre que la simplification est le phénomène essentiel, le déplacement des raies ne se fait pas tantôt dans un sens tantôt dans l'autre, il est commandé par les raies voisines et résulte d'une synchronisation.

153. Ce qui fait surtout la différence des interprétations de Deslandres, d'Azambuja et Burson et des miennes, c'est qu'ils considèrent les suites de raies, tandis que je considère les raies avant tout comme parties intégrantes de doublets ou de triplets. Il n'est pas impossible que nous soyions amenés, dans d'autres cas, à considérer surtout les liaisons à l'intérieur d'une même suite, mais jusqu'ici, et c'est un point sur lequel j'ai constamment porté mon attention, nous ne connaissons rien qui puisse nous faire supposer une dépendance quelconque de nature physique entre les raies d'une même suite.

154. Sur d'autres points, les contradictions ne sont qu'apparentes et viennent d'erreurs commises de part

et d'autre dans l'interprétation de nos textes. Au sujet de la bande 3063 de l'eau, j'avais cru déduire de la comparaison des mesures de Deslandres et d'Azambuja avec les miennes, la proportionnalité des déplacements au champ; c'est le carré du champ qu'il faut dire, mon erreur est venue de ce qu'en transcrivant leurs données, j'avais écrit 20 000 au lieu de 30 000 gauss. Par contre à propos de la bande violette 4390 du spectre de Swan, ces auteurs me reprochent d'avoir dit que « ses doublets étroits et même ses raies ne sont pas simplifiés ni déplacés » (*C. R. Acad. Sc.*, t. CLVIII, 1914, p. 153), j'ai dit au contraire, en faisant allusion aux doublets apparents de la figure 16, que le champ « simplifie toutes celles de leurs composantes qui sont anormalement doubles » (*C. R. Acad. Sc.*, t. CLVII, 1913, p. 991).

155. Deslandres et d'Azambuja ajoutent : « Sur d'autres points les divergences de nos résultats avec le deuxième groupe de l'azote sont plus fortes et plus nettes. D'après nos observations, les déplacements des raies ont lieu avec division et polarisation au moins avec quatre séries (suites) sur six séries de chaque bande. Les grands triplets sont resserrés avec certaines vibrations, mais agrandis avec d'autres. » Ces faits sont très curieux et ils semblent bien en contradiction avec mes observations. Je n'ai pas fait d'expériences sur la même bande et ne peux baser ma discussion que sur l'hypothèse d'une analogie entre les différentes bandes d'un même groupe. Deux au moins des quatre suites qui donnent division et polarisation sont des suites doubles (suites III et VI de la figure 8). Ne serait-il pas possible que l'action du champ soit analogue à celle que j'ai décrite sur la raie 3141,8 de l'azote et que dans un champ suffisamment intense, la raie devienne simple ? Je pense que là, comme dans la bande $\lambda = 3871$ du spectre de Swan, étudiée par

Deslandres et Burson, il y a superposition du phénomène de simplification avec un autre qui a masqué la simplification à Deslandres, d'Azambuja et Burson, et qui m'a été masqué par elle.

Les expériences de Deslandres, d'Azambuja et Burson n'ont été faites pour chaque bande que dans un seul champ magnétique; or j'ai montré sur quelques exemples que la transformation peut prendre des aspects tout à fait différents d'après la grandeur du champ qui la produit. Il est donc assez vraisemblable que les phénomènes décrits par ces savants sur les triplets $\nu = 25\,090$ et $25\,200$ de l'azote puissent ne plus exister dans des champs assez considérables. S'il n'en était pas ainsi, leur existence soulèverait de grosses difficultés. Je ne signale qu'une des conséquences : comme le phénomène de simplification a été observé nettement sur les bandes ultraviolettes du deuxième groupe de l'azote, dans les deux polarisations, il faudrait, ou bien que les différentes bandes de ce même groupe ne se comportent pas de la même façon, contrairement à ce qui semble bien résulter de mes observations quantitatives, ou bien que la loi générale donnée par Deslandres, d'Azumbuja et Burson soit en défaut dans ce cas particulier.

CHAPITRE III.

PHÉNOMÈNE DE ZEEMAN SUR LES BANDES DU TROISIÈME GROUPE POSITIF DE L'AIR.

156. Les bandes du troisième groupe de l'air ont été décrites par Deslandres [1]. Elles sont émises en même temps que les bandes de l'azote, soit par des décharges

---

[1] Deslandres, *C. R. Acad. Sc.*, t. CXLIX, 1904, p. 584.

électriques dans des tubes de Geissler contenant de l'air, soit par des étincelles convenables éclatant dans l'air. Je les ai produites par la même étincelle que les bandes de l'azote que j'ai déjà étudiées. Elles forment un groupe qui contient trois suites de bandes, les têtes de longueur d'onde supérieure à 2300 angstroms sont représentées dans la figure 7. Deslandres a publié le dessin d'une bande de ce groupe ($\lambda = 2370$). On y voit que la bande contient quatre suites dont trois sont formées de raies doubles. Ces doublets naturels ont attiré mon attention, mais le champ magnétique ne les simplifie pas, au contraire il décompose chaque raie, et cette décomposition se produit comme sur les têtes de bandes où Dufour l'a reconnue pour la première fois. Dans l'observation perpendiculaire aux lignes de force, chaque raie donne un doublet dans chaque polarisation. Contrairement aux bandes de Dufour, qui n'a pu observer que les têtes, les bandes du troisième groupe de l'air conviennent bien à l'étude de chaque raie et moins bien à l'étude des têtes où l'enchevêtrement des raies produit de la confusion.

157. J'ai observé le même phénomène sur les cinq bandes :

$$\lambda = 2370,\ 2480,\ 2596,\ 2721,\ 2858.$$

Elles font partie d'une même suite de bandes (*voir* la figure 7). Les autres bandes de la même suite ont une longueur d'onde plus faible et leur photographie m'était impossible à cause de l'absorption du quartz.

Pour les mesures je me suis borné aux trois premières qui sont les plus intenses et dans chacune d'elles je n'ai mesuré que des raies appartenant à une seule suite, celle qui correspond, dans la notation de Deslandres (*loc. cit.*, § 156), à la suite II de la bande 2370.

158. Nous avons rencontré assez de cas où le champ

modifie un doublet autrement qu'une raie simple, pour qu'il soit naturel de nous demander d'abord si, dans les doublets étroits décrits par Deslandres, la décomposition de chaque composante n'est pas influencée par l'autre. Il n'en est rien, chaque raie donne un doublet magnétique dont l'écart croît proportionnellement au champ même quand il est grand par rapport à l'écart du doublet naturel. Cette remarque s'applique non seulement à la bande 2370, mais à toutes les bandes du groupe où les doublets ont des aspects différents; or, dans tous les cas où j'ai pu mettre en évidence la dépendance des composantes de doublets ou de triplets de bandes appartenant à un groupe, ces doublets ou triplets se reproduisaient identiques à eux-mêmes dans toutes les autres bandes du groupe. Il semble donc que l'on doive conclure ici à l'existence de suites indépendantes dont les raies s'entremêlent en formant seulement par hasard des doublets dont les écarts varient lentement. Nous pouvons alors faire abstraction d'une des suites et étudier l'autre dans chacune des bandes du groupe. Malheureusement, l'étude expérimentale ne peut porter que sur un petit nombre de raies. Les bandes contiennent en effet plusieurs suites; à partir du début de la troisième suite, la complication devient si grande, surtout quand les raies sont dédoublées par le champ, qu'on ne peut plus distinguer de quelle raie sont issues les composantes.

159. La grandeur de la décomposition n'est constante ni dans une même bande, ni dans des raies correspondantes (en particulier les têtes) des bandes du groupe. Même si l'on compare les vibrations parallèles et perpendiculaires, on ne trouve pas d'analogie complète entre les raies d'une même suite ni entre les raies correspondantes de suites différentes.

Les mesures ont été faites dans des champs de 13.900,

21 600 et 38 600 gauss. Elles ne sont exactes qu'à quelques unités pour 100 près, car les raies émises par l'étincelle ne sont pas très fines. Comme je l'ai dit un peu plus haut, les mesures sont particulièrement difficiles au voisinage des têtes des suites; bien que j'aie apporté le plus de soin possible à la mesure du doublet fourni par la première raie, sa mesure est la moins précise de toutes et l'approximation n'est guère que de 10 pour 100.

Dans le Tableau suivant, je résume les résultats en donnant la valeur spécifique δ de l'écart (quotient de l'écart mesuré en fréquences par le champ) pour les raies de numéros d'ordre compris entre 0 (tête) et 17 ou 18. On voit qu'il n'est pas le même pour les vibrations électriques parallèles (p) ou perpendiculaires (n) aux lignes de force du champ, et qu'il ne diffère guère de l'écart normal qui vaut $0{,}936.10^{-4}$, mais la variation lente en fonction du numéro d'ordre montre qu'il n'est pas une fraction simple de cet écart.

Numéro d'ordre.	$\delta.10^4$ pour $\lambda = 2370$.		$\delta.10^4$ pour $\lambda = 2479$.		$\delta.10^4$ pour $\lambda = 2596$.	
	n.	p.	n.	p.	n.	p.
0....	1,40	1,37	1,05		1,20	1,26
1....	»	»	1,01		»	»
2....	»	»	1,01		»	1,21
3....	»	»	0,97		»	1,11
4....	»	»	1,02		»	1,02
5....	1,07	1,11	1,02		»	1,14
6....	1,10	1,11	1,01		0,95	1,01
7....	1,27	1,13	1,01		0,95	0,96
8....	1,18	1,07	0,94	1,00	0,95	0,95
9....	1,08	1,08	0,93	0,93	0,99	0,94
10....	1,08	1,04	0,95	0,90	0,95	0,95
11....	1,04	1,04	0,86	0,88	0,97	0,95
12....	1,08	1,04	0,85	0,91	0,91	0,86
13....	1,08	0,99	0,90	0,91	1,01	0,85
14....	1,02	1,03	0,91	0,85	0,95	0,86
15....	1,04	1,01	0,95	0,85	0,95	0,87
16....	1,04	0,98	1,01	0,88	0,97	0,82
17....	0,99	0,97	0,97	0,83	1,07	0,84
18....	0,95	0,94	»	»	1,08	0,85

Malgré les irrégularités, on voit que la marche générale est la même au point de vue qualitatif : la grandeur est la même pour les deux polarisations à la tête de la bande, puis décroît lentement. Dans les trois bandes l'écart du doublet p décroît constamment, mais de plus en plus lentement. Dans la bande $\lambda = 2596$, l'écart du doublet n décroît d'abord moins vite, puis augmente; dans la bande $\lambda = 2479$, l'augmentation ne se produit que pour un numéro d'ordre plus élevé, et dans la bande $\lambda = 2370$, on ne voit pas encore l'écart du doublet n diminuer moins vite que celui du doublet p. Les différences entre les deux vibrations deviennent considérables sur des raies situées plus loin vers les petites longueurs d'onde et assez isolées pour qu'on puisse voir sûrement leurs composantes, mais je n'ai pas fait de mesures sur elles, car je ne savais pas à quelles suites elles appartenaient.

160. La suite de raies enchevêtrées avec la suite principale et qui semble former avec elle des doublets naturels donne également des doublets magnétiques dans chaque polarisation, mais les doublets de chaque polarisation sont identiques (les différences sont inférieures aux erreurs des pointés). Les raies ne sont pas observables à partir de la tête où leur intensité est trop faible. Les écarts sont du même ordre de grandeur que dans la suite principale et ils varient dans le même sens. Pour aboutir à des conclusions plus complètes, il faudrait faire ces mesures sur un groupe de bandes de raies simples, ne contenant autant que possible qu'une seule suite et ne faisant pas partie d'un complexe. On pourrait ainsi suivre le phénomène aussi loin que la bande s'étend. Il faudrait aussi faire des observations parallèlement aux lignes de force afin d'étudier les polarisations incomplètes de Dufour. Je ne l'ai pas fait surtout à cause de la difficulté inhérente à la petitesse de la longueur d'onde. On peut néanmoins énoncer

les résultats généraux suivants sur le phénomène de Zeeman dans les bandes du troisième groupe de l'air.

161. Toutes les raies d'un même groupe de bandes donnent le même genre de décomposition magnétique; le voisinage d'autres raies de la même suite n'empêche pas chaque raie de se décomposer comme si elle était seule.

La grandeur de la décomposition varie lentement à partir de la tête de la bande et de façon différente dans les deux polarisations. L'égalité des écarts observés aux têtes n'est pas un fait général d'après les données de Dufour; c'est tantôt l'un, tantôt l'autre des écarts qui est le plus grand.

L'écart des doublets varie en gros de la même façon dans les suites qui appartiennent à un même groupe.

A la vérité, Croze, qui a observé des doublets magnétiques égaux dans les deux polarisations sur deux têtes du premier groupe positif de l'azote, a aussi observé un triplet sur la tête de la bande $\lambda = 6069$.

Mais la composante centrale n'est pas très fine et M. Croze m'a écrit qu'il se propose de refaire l'expérience dans des champs croissants pour mieux voir si cette composante est réellement simple ou si elle est au contraire un doublet étroit. Cette expérience montrera si, dans tous les cas connus, le phénomène de Zeeman présenté par les bandes est du même type à la grandeur près. Ce qu'on peut conclure de nouveau de l'étude du troisième groupe de l'air, c'est surtout l'inexistence, dans les bandes spectrales, d'une règle analogue à la règle de Preston.

RÉSUMÉ DU TRAVAIL.

Dans la première Partie j'ai décrit un spectrographe à prismes qui joint une grande luminosité à un grand pou-

voir séparateur. La loi de dispersion n'est pas simple, j'ai montré que les appareils à prismes se prêtent néanmoins à des recherches de spectroscopie de précision. J'ai pu en particulier effectuer une nouvelle mesure de la grandeur absolue du phénomène de Zeeman. La valeur qui en résulte pour $\frac{e}{m}$ d'après la théorie de Lorentz est en bon accord avec les meilleures déterminations directes de ce rapport.

J'ai étudié le phénomène de Zeeman donné par les raies des deux doublets $\lambda = 3303$ et $\lambda = 2853$ du sodium : j'ai dédoublé ce dernier pour la première fois. Dans des champs magnétiques faibles, le phénomène de Zeeman est normal et conforme à la règle de Runge. Il devient anormal dans des champs plus considérables. Toutes choses égales d'ailleurs, l'anomalie est d'autant plus grande que le doublet est plus étroit. J'ai alors pu suivre la transformation bien plus loin sur le doublet 2853 que sur le doublet 3303, et apporter à la théorie de Voigt une confirmation très satisfaisante, surtout pour les vibrations perpendiculaires aux lignes de force.

Une conséquence de cette théorie est que tous les doublets naturels analogues présentent les mêmes anomalies dans des champs proportionnels aux écarts de ces doublets naturels. Sur le doublet 2853 j'ai pu faire l'expérience dans le champ le plus favorable à la vérification quantitative.

Au sujet des bandes spectrales, j'ai généralisé la loi de Thiele. Son auteur ne l'avait vérifiée que sur la bande verte du carbone ($\lambda = 5165$). Je l'ai étendue aux bandes bleue et violette ($\lambda = 4736$ et $\lambda = 4390$) du spectre de Swan, et aux bandes telluriques dues à l'oxygène. Elle est applicable surtout aux bandes B et α ($\lambda = 6868$ et $\lambda = 6277$). L'étude expérimentale des deux autres semble assez imparfaite pour que les divergences des observations

avec la loi de Thiele n'impliquent pas forcément une contradiction. J'ai montré aussi que la bande de l'eau ($\lambda = 3063$) doit être rattachée au même type de bandes spectrales. Enfin j'ai insisté sur l'existence de perturbations dont l'importance est révélée principalement par l'étude magnéto-optique.

J'ai étudié l'action du champ magnétique sur les bandes spectrales. Je n'ai pas rencontré seulement des décompositions analogues à celles qu'ont observées Dufour et Croze, mais aussi des modifications tout à fait nouvelles. Un caractère commun à tous les cas que j'ai envisagés est l'absence de polarisation, tout au moins avec l'approximation que comportent les mesures.

Le phénomène de Zeeman s'est manifesté dans les bandes du troisième groupe de l'air; son étude était intéressante parce qu'on peut y suivre la décomposition de raies successives d'une même suite. Elle a montré que, au moins dans ce groupe de bandes, il n'existe pas de loi analogue à la loi de Preston pour les raies des séries

Les autres actions que j'ai observées sont des déplacements, des élargissements et des dédoublements dissymétriques des raies. Leur grandeur est souvent irrégulière. J'ai remarqué que le champ régularise de plusieurs façons des groupements de raies. Parfois il rassemble plusieurs raies en une seule, comme dans la bande verte du carbone, parfois au contraire (raie $\lambda = 3141,8$ de l'azote) les deux composantes d'une raie anormalement double s'écartent l'une de l'autre; l'une d'elles s'élargit et disparaît peu à peu à mesure que le champ augmente d'intensité; l'autre devient au contraire de plus en plus intense et finit par contenir l'intensité totale répartie au début également entre les deux raies du doublet anormal. J'ai été amené de cette façon à me demander si beaucoup des actions que j'avais observées ne seraient pas des actions secondaires, le fait essentiel étant une *régularisation*. Cette

idée a reçu un commencement de confirmation sur la bande $\lambda = 3063$ de l'eau.

Dans la plupart des cas (bandes $\lambda = 5165$ et $\lambda = 4390$ du spectre de Swan, celles du groupe négatif et du deuxième groupe positif de l'azote, et celles du cyanogène), les déplacements, accompagnés ou non d'élargissement sont une forme du phénomène de *simplification* : la modification de chaque raie dépend du voisinage d'autres raies qui forment avec la première un doublet ou un triplet. Le champ réunit en une seule les composantes de ces groupements de raies.

J'ai montré l'importance de la grandeur $\frac{n.\delta n}{H^2}$ et j'ai défini la sensibilité d'un groupement de raies par la valeur initiale de cette grandeur.

1° Dans une suite régulière de doublets ou de triplets, tous ont la même sensibilité. Cette règle a été vérifiée sur les triplets de l'azote et du carbone et sur les doublets de la bande $\lambda = 4216$ du cyanogène. De plus la sensibilité est la même pour les triplets de toutes les bandes du deuxième groupe de l'azote et se retrouve, avec la même valeur, pour les triplets du carbone.

2° Si, dans une suite de doublets ou de triplets, l'un d'eux est anormalement large ou étroit, sa sensibilité est anormalement grande ou petite. Nous retrouvons ainsi, superposée à la *simplification*, une nouvelle forme de *régularisation*.

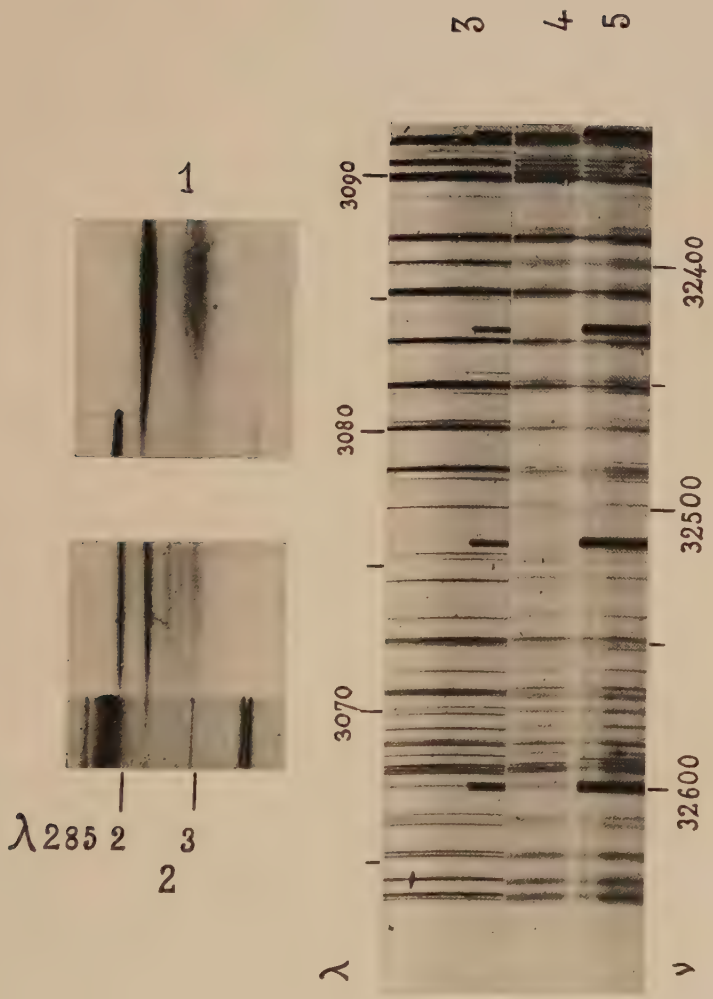
Vu et approuvé :
Paris, le 4 mai 1914.
LE DOYEN DE LA FACULTÉ DES SCIENCES,
PAUL APPELL.

Vu et permis d'imprimer :
Paris, le 4 mai 1914.
LE VICE-RECTEUR DE L'ACADÉMIE DE PARIS,
L. LIARD.

Figures 1 et 2. — Décomposition magnétique du doublet 2853 du sodium dans un champ de 49400 gauss. La figure 1 représente les vibrations parallèles, la figure 2 les vibrations perpendiculaires. Les raies intenses sont les composantes de la raie 2852 du magnésium, qui donne un triplet normal.

Figures 3, 4 et 5. — Bande $\lambda = 3063$ de l'eau. Fig. 3, sans champ magnétique; fig. 4, dans un champ de 39700 gauss, vibrations p; fig. 5, dans le même champ, vibrations n.

Remarque. — Les raies courtes situées à la partie inférieure des clichés sont les raies du fer qui ont servi aux mesures.



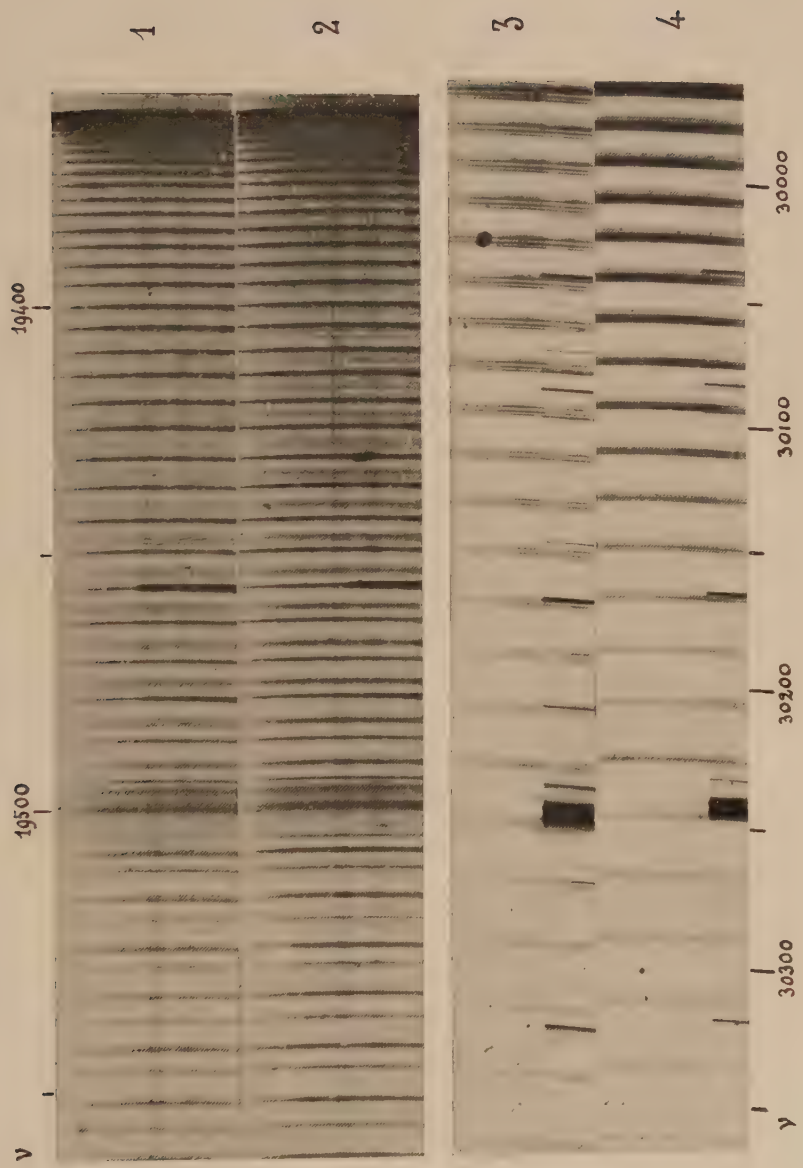
Institut Helvétique S.-A., Zurich.

Bande verte du carbone $\lambda = 5165$ ($\nu = 19359$). — Fig. 1, $H = 0$; fig. 2, $H = 39700$.

Les triplets étroits sont réunis en une raie encore large, les autres sont seulement resserrés, et les composantes latérales sont diffuses. Les doublets (raies fortes) ne sont dédoublés qu'au voisinage de la tête de la bande et à la partie supérieure du cliché; ils sont simplifiés par le champ. Celui-ci régularise aussi la perturbation.

Bande de l'azote $\lambda = 3371$ ($\nu = 29664$). — Fig. 3, $H = 0$; fig. 4, $H = 49400$.

La simplification est complète pour les triplets faibles, elle est incomplète pour les triplets forts et d'autant plus avancée qu'ils sont plus étroits.



Institut Polygraphique S.-A., Zurich

Suite des transformations par un champ croissant d'une partie de la bande violette $\lambda = 4390$ des carbures d'hydrogène : Fig. 1, $H = 0$; fig. 2, $H = 4950$; fig. 3, $H = 7230$; fig. 4, $H = 13900$; fig. 5, $H = 21600$; fig. 6, $H = 39700$.

Les doublets se resserrent, tandis que leurs composantes deviennent diffuses, puis de nouveau de plus en plus nettes à partir du moment où elles se sont réunies.

Remarque. — L'échelle de l'agrandissement varie légèrement d'une figure à l'autre.

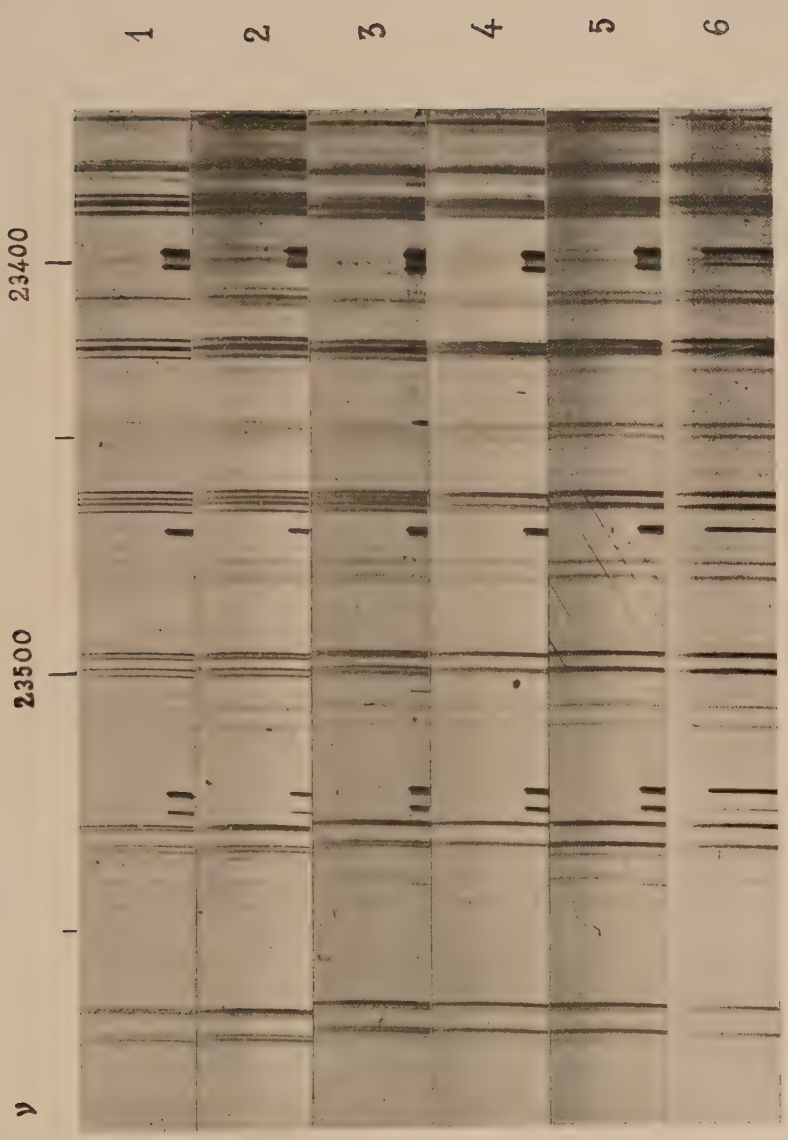

1
2
3
4
5
6
23400
23500
ν

TABLE DES MATIÈRES.

Pages.

INTRODUCTION 1

PREMIÈRE PARTIE.

I. Le spectrographe 4
II. Mesure des clichés 14
III. Les électro-aimants 17

DEUXIÈME PARTIE.

CHAPITRE I. — *Mesure en valeur absolue de la grandeur du phénomène de Zeeman sur les raies bleues du zinc.*

I. Étude critique des mesures déjà faites 19
Production et mesure des champs magnétiques employés. 23
Mesures optiques 28
II. Détermination de $\frac{e}{m}$ 34

CHAPITRE II. — *Phénomène de Zeeman anormal sur les doublets de la série principale du sodium.*

I. Liaisons entre des raies spectrales 37
II. Résultats des mesures 44
III. La théorie de Voigt 52

TROISIÈME PARTIE.

CHAPITRE I. — *Simplification des bandes spectrales par le champ magnétique.*

I. Généralités 64
II. Description qualitative des phénomènes de simplification 68
III. Déterminations quantitatives 76
IV. Une image mécanique de la simplification 88
V. Conclusion 96

CHAPITRE II. — *Une loi de répartition des raies des bandes spectrales.*

Pages.

I. Discussion de l'hypothèse de Thiele..... 97
II. Bandes telluriques dues à l'oxygène..... 103
III. Bande violette des carbures d'hydrogène $\lambda = 4390$.... 110
IV. La bande $\lambda = 3063$ de l'eau..... 113
Régularisation par le champ magnétique de la raie $\lambda = 3141{,}8$ de l'azote..... 117
V. Conclusion..... 122
Régularisations par le champ magnétique..... 123
VI. Discussion des résultats de Deslandres, d'Azambuja et Burson..... 123

CHAPITRE III. — *Phénomène de Zeeman sur les bandes du troisième groupe positif de l'air*..... 127

RÉSUMÉ DU TRAVAIL..... 132

SECONDE THÈSE.

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Constitution de l'eau.

Vu et approuvé :
Paris, le 4 mai 1914.
LE DOYEN DE LA FACULTÉ DES SCIENCES,
PAUL APPEL.

Vu et permis d'imprimer :
Paris, le 4 mai 1914.
LE VICE-RECTEUR DE L'ACADÉMIE DE PARIS,
L. LIARD.

54648 Paris. — Imprimerie GAUTHIER-VILLARS et Cie, quai des Grands-Augustins, 55

PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS ET Cie
54648 Quai des Grands-Augustins, 55.